N° D'ORDRE :
A.O. 11 073

THÈSE

présentée à l'U.E.R. de Physique de l'Université de NANTES

par

Daniel ARDOUIN

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA STRUCTURE DES NOYAUX PAIRS-PAIRS ^{72}Ge, ^{70}Ge et ^{76}Se AU MOYEN DES RÉACTIONS (^{3}He,d) et (d,n)

Soutenue le 21 Mai 1975 devant la Commission d'examen :

MM. P. AVIGNON, Président

R. FOUCHER,
W. LASKAR,
J. TEILLAC,
M. VERGNES,
} examinateurs

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555012_0015

N° D'ORDRE :
A.O. 11 073

THÈSE

présentée à l'U.E.R. de Physique de l'Université de NANTES

par

Daniel ARDOUIN

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA STRUCTURE DES NOYAUX PAIRS-PAIRS ^{72}Ge, ^{70}Ge et ^{76}Se AU MOYEN DES RÉACTIONS (^{3}He,d) et (d,n)

Soutenue le 21 Mai 1975 devant la Commission d'examen :

MM. P. AVIGNON, Président

R. FOUCHER,
W. LASKAR,
J. TEILLAC,
M. VERGNES,
} examinateurs

Je voudrais tout d'abord remercier mes anciens professeurs de collège et lycée qui ont su faire naître en moi le goût des Sciences Physiques.

Mes plus sincères remerciements s'adressent à Monsieur le Professeur P. AVIGNON qui a bien voulu m'accueillir à l'Institut de Physique de Nantes et me confier ce travail qu'il a suivi avec un vif intérêt. Je lui dois également d'avoir rendu possibles mes stages à ORSAY et BRUYERES-le-CHATEL.

Je dois également beaucoup à Monsieur M. VERGNES qui m'a réservé un excellent accueil au sein de son équipe à l'Institut de Physique Nucléaire d'ORSAY et m'a prodigué beaucoup de conseils et encouragements tout au long de ce travail ; qu'il veuille trouver ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je suis très honoré de la présence de Monsieur le Professeur J. TEILLAC au sein du jury et l'en remercie vivement.

Je remercie Monsieur R. FOUCHER et Monsieur le Professeur W. LASKAR de l'intérêt qu'ils ont manifesté pour cette étude et des suggestions profitables qu'ils m'ont faites au sujet de la rédaction de cette thèse.

J'exprime ma profonde reconnaissance à MM. J. KALIFA, G. ROTBARD, R. TAMISIER et Mme G. BERRIER pour la franche collaboration qu'ils m'ont offerte et les précieuses discussions et conseils qui ont permis l'avancement de ce travail.

Je ne saurais oublier de remercier la direction du Centre d'Études Nucléaires de BRUYERES-le-CHATEL, en particulier M. MICHAUDON, d'avoir mis à ma disposition l'accélérateur Tandem du Centre pendant quelques jours et surtout MM. A. ADAM, J. UZUREAU, S. JOLY et O. BERSILLON pour leur aide durant cette période.

Ce travail n'aurait pu s'effectuer sans la compétence et les services de MM. WAAST, STAB, DENOIT, SELEM, JEZEQUEL, Y. DESCHAMPS et ARTIGES ; que MM. MERINIS, SNAJDERMANN et BONETTI soient également remerciés pour leurs conseils et collaborations lors de la réalisation des cibles.

Les résultats des calculs Hartree-Fock présentés dans ce travail sont issus d'une collaboration avec MM. B. GRAMMATICOS et G. RIPKA du Centre d'Études Nucléaires de SACLAY et nous les remercions de l'intérêt porté à cette étude.

Je désire associer à ces remerciements toutes les personnes qui ont contribué avec tant de soins à la préparation matérielle de cette thèse, en particulier Mmes D. ROCHER, S. BOUBY et G. SEROT, ainsi que tous les techniciens, ingénieurs ou chercheurs auxquels j'ai pu faire appel durant ce travail.

Je remercie aussi MM. H.F. de VRIES (Université d'UTRECHT), S. RAMAN (Oak-Ridge National Laboratory), B.H. WILDENTHAL et D. SHOW (Michigan State University) de m'avoir communiqué leurs résultats de calculs ou d'expériences avant publication.

Je voudrais enfin témoigner ici de ma profonde reconnaissance à ma femme qui a su dans des conditions souvent difficiles m'apporter aide et soutien depuis que ce travail a été entrepris.

« On dit qu'il faut couler les execrables choses
Dans le puits de l'oubli et au sepulchre encloses,
Et que par les escrits le mal resuscité
Infectera les moeurs de la postérité ; »

Agrippa d'Aubigné
(Les Tragiques, livre II, Princes)

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I – METHODES EXPERIMENTALES 3

I-1- Dispositif expérimental utilisé à Orsay 3
A - Le faisceau 3
B - Les cibles 3
C - Détection des particules 4
1) Le spectromètre Split-Pole - Mise au point et utilisation 4
1-a Description 4
1-b Pouvoir de résolution 7
1-c Déplacement cinématique 9
1-d Mesure du champ - Etalonnage 10
2) Les détecteurs 12
D - Electronique et acquisition des données 12

I-2- Dispositif expérimental utilisé à Bruyères-le-Châtel 13
I-3- Traitement des données 14
A - Etalonnage des spectres - Résolution en énergie 14
1) Réaction (^{3}He, d) 14
2) Réaction (d, n) 15
B - Mesure des sections efficaces relatives 15
C - Evaluation des incertitudes 15
D - Mesure des sections efficaces absolues 16

CHAPITRE II – METHODE D'ANALYSE THEORIQUE DES RESULTATS 17

II-1- Section efficace différentielle en D.W.B.A 17
II-2- Paramètres utilisés dans le calcul D.W.B.A 20
II-3- Règles de sélection 21
II-4- Extraction des facteurs spectroscopiques 22
II-5- Règles de somme 23

CHAPITRE III – RESULTATS EXPERIMENTAUX 25

III-1- Etude de la réaction ^{71}Ga(^{3}He, d)^{72}Ge 25
III-2- Etude de la réaction ^{71}Ga(d, n)^{72}Ge 37
III-3- Etude de la réaction ^{69}Ga(d, n)^{70}Ge 40
III-4- Etude de la réaction ^{69}Ga(^{3}He, d)^{70}Ge 40
III-5- Etude de la réaction ^{75}As (^{3}He, d) ^{76}Se 52
III-6- Etude des réactions ^{79,81}Br(^{3}He, d)^{80,82}Kr 64
III-7- Discussion comparative des résultats expérimentaux 67

CHAPITRE IV DISCUSSION THEORIQUE 75

IV-1- Interprétation de la forte population des premiers états 0^+ 75

IV-2- Aspects théoriques sur les noyaux de transition et données antérieures à notre étude 81

A - Possibilités de déformation basées sur les données semi-empiriques antérieures à notre étude 81

1) Evolution des premiers niveaux excités 81

2) Effets de l'interaction de Coriolis 85

B - Modèles théoriques des noyaux de transition ou noyaux "mous" 87

1) Le modèle phénoménologique du rotor asymétrique 87

2) Le modèle microscopique de Kumar-Baranger 88

a) Schéma du calcul 88

b) Prescriptions de Kumar et Baranger 90

3) Les calculs de surfaces d'énergie potentielle de Gneuss et Greiner 91

C - Possibilités d'une transition oblate-prolate et de l'existence de noyaux critiques ou supermous pour $^{72-70}$Ge déduites des données expérimentales 93

D - Les approches théoriques des germanium pairs-pairs 97

1) Les calculs en couplage rotation-vibration de Stewart et Castel 97

2) Les calculs en quasi-particules de de Vries 99

3) Courbes d'énergie potentielle obtenues par les calculs Hartree-Fock 101

4) Conclusions sur la structure des noyaux étudiés 103

CONCLUSION 107

BIBLIOGRAPHIE 111

INTRODUCTION

L'existence de noyaux dont le premier état excité soit caractérisé par les nombres quantiques $J^{\pi} = 0^{+}$, est un phénomène rare puisque seulement six isotopes (^{16}O, ^{40}Ca, ^{72}Ge, ^{90}Zr, ^{96}Zr et ^{98}Mo) présentant cette particularité sont connus actuellement. En ce qui concerne $^{72}_{32}Ge_{40}$, plusieurs hypothèses ont été avancées pour tenter d'expliquer la position anormalement basse de ce niveau 0^{+}. Certains résultats expérimentaux tendent à prouver que des déformations existent dans cette région de la carte nucléaire ($Z \sim 32$, $N \sim 40$). Par ailleurs, la fermeture de la couche $2p - 1f$ à $N = 40$ laisse présager une rigidité sphérique pour ce noyau. On a toutefois beaucoup discuté de l'effet de cette couche considérablement atténué par la présence de la sous-couche $1g\ 9/2$.

Ce noyau se situerait donc dans une zône de transition entre noyaux sphériques et noyaux à déformation stable. Si l'on s'en réfère à ce qui se passe dans des noyaux plus lourds, la position basse du 0^{+} pour ^{72}Ge et les noyaux de Z voisin pourrait signifier également que nous avons affaire à un noyau critique ou supermou.

Ces zônes de transition sont encore mal connues ; les noyaux ayant été longtemps répartis dans les trois classes sphériques, déformées ou vibrationnelles, on se heurtait à des difficultés pour interpréter ces noyaux de transition, ce qui suscitait peu d'expériences dans ce domaine et inversement. Certains pensent maintenant que beaucoup de noyaux interprétés antérieurement comme vibrationnels (ce qui fut le cas des germanium pairs-pairs) appartiennent en fait à cette classe dite de transition. Nous pensons, quant à nous, qu'une approche détaillée des propriétés de ces noyaux devrait permettre, à cause de l'absence de phase pure qu'ils sous-entendent, une meilleure connaissance des liens intimes qui existent dans la matière.

La mise en évidence d'une transition de forme nécessite de suivre les propriétés des niveaux caractéristiques quand N et Z varient, en particulier la localisation des niveaux 0^+. La mise en évidence d'une cœxistence de formes implique de suivre ces propriétés quand l'énergie d'excitation varie. S'il s'agit par ailleurs de noyaux mous ou supermous, une parfaite connaissance des états de particules indépendantes est nécessaire à l'étude de leur structure.

Ces trois conditions signifient donc :

– la réalisation d'expérience (s) sur toute une région de N ou Z donné ,

– une résolution suffisante pour identifier les niveaux excités sans ambiguité même pour des noyaux de masse relativement importante et ceci sur un domaine d'énergie d'excitation suffisamment élevé.

Lorsque nous avons entrepris ce travail, très peu de niveaux des germanium pairs-pairs présentaient des caractéristiques de spin et parité bien établies. La mise en place du spectromètre magnétique à haute résolution "Split-Pole" nous plaçait dans les meilleures conditions pour apporter des informations spectroscopiques indispensables à l'étude de la structure de ces noyaux.

Nous présentons dans le premier chapitre le dispositif expérimental utilisé pour cette étude.

Le second chapitre sera consacré à une brève description des méthodes d'analyse théorique employées (D.W.B.A.). Les résultats expérimentaux portant sur l'étude des réactions $^{69-71}Ga$ $(^3He, d)$ $^{70-72}Ge$, ^{75}As $(^3He, d)$ ^{76}Se, $^{79-81}Br$ $(^3He, d)$ $^{80-82}Kr$ et $^{69-71}Ga$ (d, n) $^{70-72}Ge$ seront exposés dans le troisième chapitre. Dans le quatrième chapitre, nous présentons un modèle susceptible d'interpréter la forte population des premiers niveaux excités 0^+ ; nous relions ensuite cette interprétation aux aspects théoriques concernant cette zone de transition. Des calculs du type Hartree-Fock réalisés grâce à la collaboration de B. GRAMMATICOS et G. RIPKA complètent nos conclusions présentées à la fin de ce chapitre.

''''''''''''

CHAPITRE I

METHODES EXPÉRIMENTALES

I-1- DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL UTILISÉ A ORSAY

A - LE FAISCEAU

Les expériences ont été effectuées en utilisant le faisceau d'ions $^{3}He^{++}$ fourni par l'accélérateur Van de Graaf Tandem MP de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Dans le cas des réactions étudiées, une énergie de 25 MeV a été choisie, sur laquelle un analyseur magnétique fournit une précision de 0,3 ‰. Un diaphragme constitué par des fentes réglables est disposé à l'entrée de la chambre à réaction et permet de définir les dimensions du faisceau sur la cible. L'ouverture angulaire à l'arrivée sur la cible est de 0,6° dans le plan horizontal.

Une intensité de l'ordre de 0,5 à 0,8 μA est disponible sur la cible. Une cage de Faraday placée derrière celle-ci sert à arrêter le faisceau et permet une mesure de la charge incidente par l'intermédiaire d'un intégrateur de courant. La géométrie de la cage de Faraday permet la détection par le spectromètre des particules émises pour un angle d'observation supérieur ou égal à 5°.

B – LES CIBLES

Nous avons réalisé les cibles de gallium par évaporation d'oxyde de gallium enrichi (à 99,80 % pour ^{71}Ga - à 99,75 % pour ^{69}Ga) sur une feuille mince de carbone (10 $\mu g/cm^2$). L'oxyde était déposé au fond d'un creuset en tungstène chauffé par effet Joule. Une technique similaire a été employée pour la réalisation des cibles d'arsenic à partir de l'élément naturel. Toutefois, la forte tension de vapeur de l'arsenic a nécessité quelques précautions particulières.

En évaporant l'arsenic en quelques secondes seulement sur un support refroidi, on réalise un dépôt orienté évitant ainsi la formation de la structure tétraédrique As_4 plus volatile.
De plus, une seconde évaporation est effectuée sur le dépôt d'arsenic pour limiter la diffusion des atomes d'arsenic.

Les cibles de Brome ont été réalisées par évaporation de Bromure de sodium sur une feuille mince de carbone.
Les épaisseurs des différents dépôts sont estimées pendant les évaporations d'après la variation de la fréquence propre d'une lame de quartz disposée en regard du creuset.

C - DÉTECTION DES PARTICULES

Elle est assurée par un spectromètre magnétique du type Split-Pole, dans le plan focal duquel sont disposées des jonctions à localisation.

1) - LE SPECTROMETRE SPLIT-POLE : MISE AU POINT ET UTILISATION

Les mesures de distributions angulaires associées aux réactions que nous étudions ici ont été les premières réalisées à l'aide du Split-Pole d'Orsay.

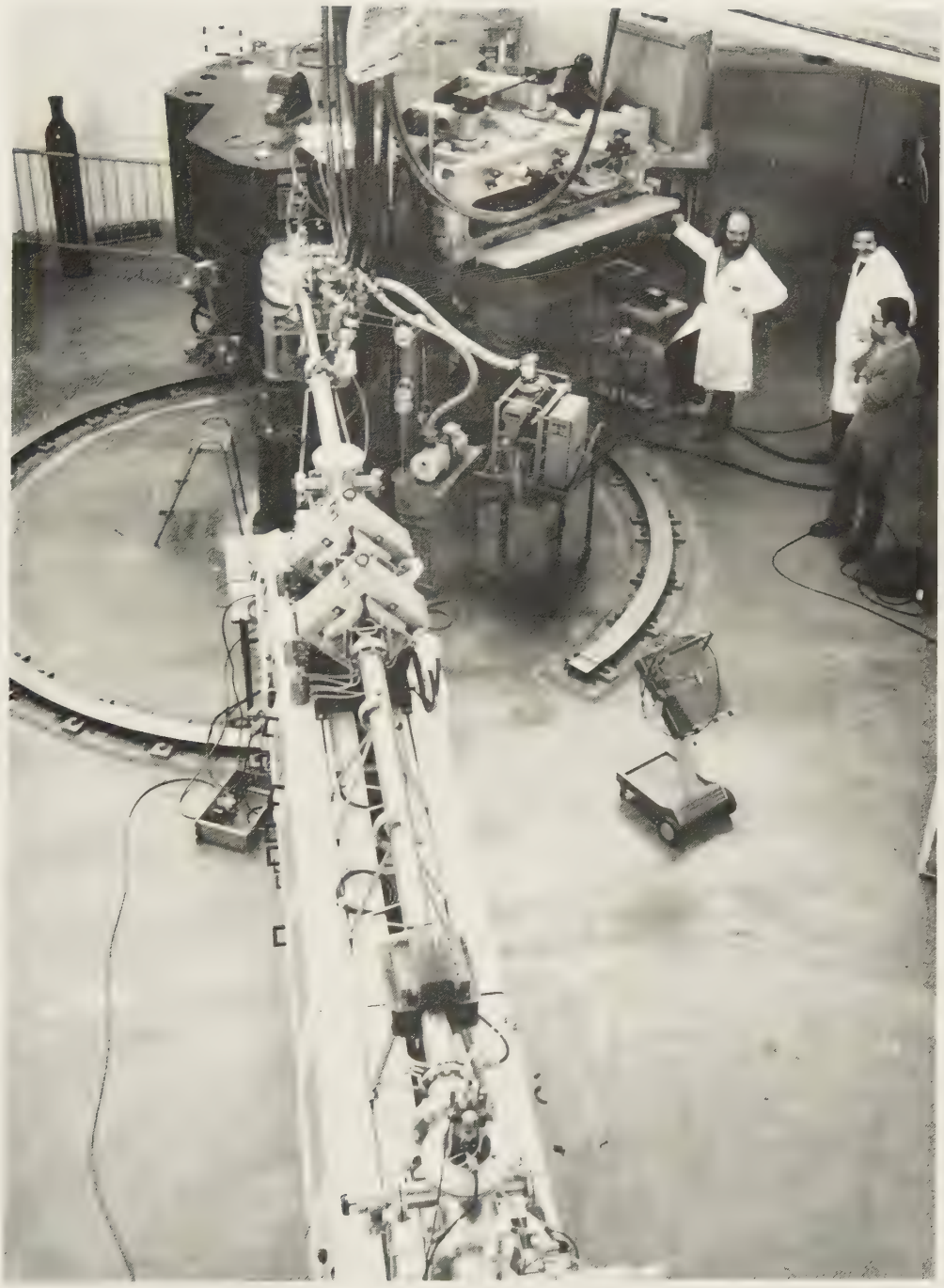
1-a : Description

La particularité d'un spectromètre Split-Pole consiste en ce que la pièce polaire est divisée en deux par une fente de forme convenablement choisie. Ceci permet de réaliser une focalisation du second ordre (*) dans le plan radial et le plan axial ($a_2 = o$; $b_2 \sim o$) sur toute la longueur du plan focal (EN 64) (SP 67).

Etant donné la forme de la fente (fig. 1), les particules les plus énergiques dans la gamme observée, rencontrent une zone à champs de fuite plus étendue, donc une focalisation axiale plus forte. La focalisation axiale augmente ainsi le pouvoir de collection du spectromètre et permet le choix d'un angle solide plus important. Elle permet également d'obtenir un rapport signal/bruit meilleur puisqu'elle limite les possibilités de diffusion sur les pièces polaires et rend possible l'utilisation de détecteurs plus petits.

(*) *Pour une source monoénergétique et des particules émises dans un intervalle* $\pm\alpha$ *dans le plan radial et* $\pm\beta$ *dans le plan axial, la déviation de l'image par rapport à une image linéaire («aberration») s'exprime sous la forme :*

$$(1) \quad y = (a_1\alpha + a_2\alpha^2 + a_3\alpha^3 + \ldots\ldots) + (b_2\beta^2 + b_4\beta^4 + \ldots\ldots + c_{12}\alpha\beta^2 + \ldots\ldots).$$



Vue d'ensemble du dispositif de détection

Le spectrometre Split-Pole

(La chambre à réaction est visible sur la partie gauche ; la photo du haut montre également l'intérieur de la chambre image du spectromètre).

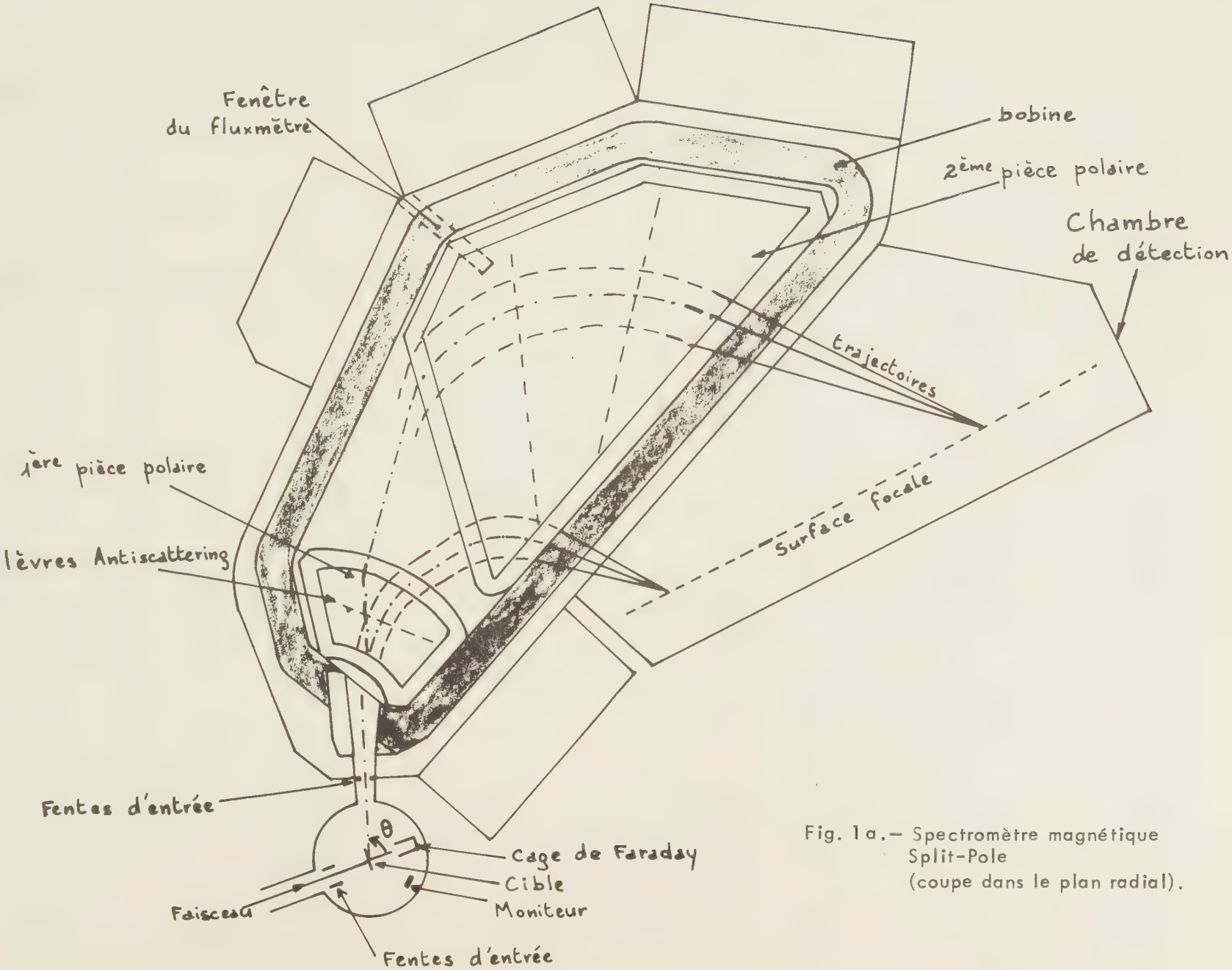


Fig. 1a.– Spectromètre magnétique Split-Pole (coupe dans le plan radial).

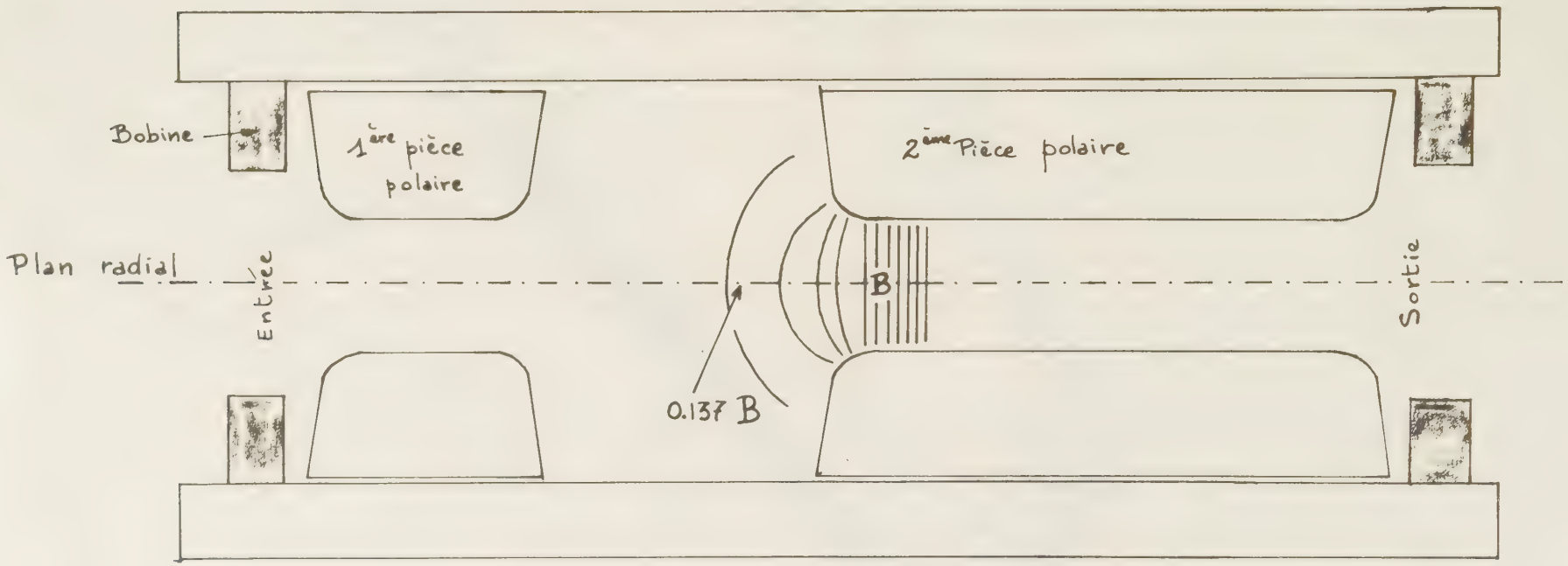


Fig. 1b.– Spectromètre magnétique Split-Pole (vue en coupe dans le plan axial).

Le Split-Pole dont nous disposons à Orsay permet d'utiliser un rayon maximum de trajectoire de 90 cm pour un poids total de 30 t. Le champ magnétique maximum est de 18 K Gauss et la plage d'énergie utilisable est Emax/Emin = 7. L'inhomogénéité du champ est inférieure à 1/2000 en tout point situé hors du champ de fuite entre 7 et 12 K Gauss.

La distance cible-aimant et la hauteur varient de moins de 0,15 mm au cours d'une rotation complète du Split-Pole. La rotation est rendue possible par l'entraînement d'une feuille métallique solidaire du spectromètre assurant l'étanchéité au vide de la chambre à réaction et maintenue en tension par deux vérins hydrauliques (rotation possible entre - 12° et + 150°).

La recherche de la surface focale a été effectuée par minimisation de la largeur à mi-hauteur de la raie correspondant aux particules α de 8.78 MeV d'un dépôt actif de ^{212}Pb détectées sur des jonctions à localisation.

1-b : <u>Pouvoir de résolution</u> :

En l'absence d'aberrations, le pouvoir de résolution est déterminé par la taille de l'objet source :

$$\frac{E}{\Delta E} = \frac{1}{2}\frac{p}{\Delta p} = \frac{1}{2}\frac{D}{M_h}\frac{\rho}{x} \qquad (2)$$

avec
- x : largeur de l'objet (supposé de luminosité uniforme)
- ρ : rayon de courbure
- M_h : grandissement dans le plan médian
- D : dispersion

Etant donné que dans une exposition au faisceau, il existe toujours une limite inférieure pour x, il est particulièrement intéressant de disposer d'un rapport D/M_h le plus grand possible : il vaut environ 6 dans le cas d'un Split-Pole ($M_h \sim 0,3$)

Ceci conduit à $\frac{\Delta E}{E} \sim 2 \times 10^{-4}$ pour $\rho = 90$ cm et $x = 0,5$ mm

ce qui est une contribution importante à la résolution totale.

Les ouvertures horizontale et verticale de l'angle solide d'entrée contribuent par ailleurs aux aberrations horizontales de l'image observée dans le plan focal. La figure 2 montre ainsi la projection dans le plan médian de trajectoires convergentes calculées (SP 67).

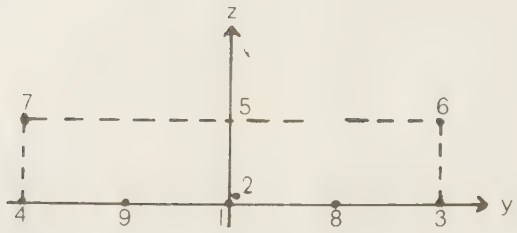


Fig. 2a. – Position des raies à l'entrée du spectromètre – [y est dans le plan radial, x est dans la direction de la raie 1 et z dans la direction axiale].

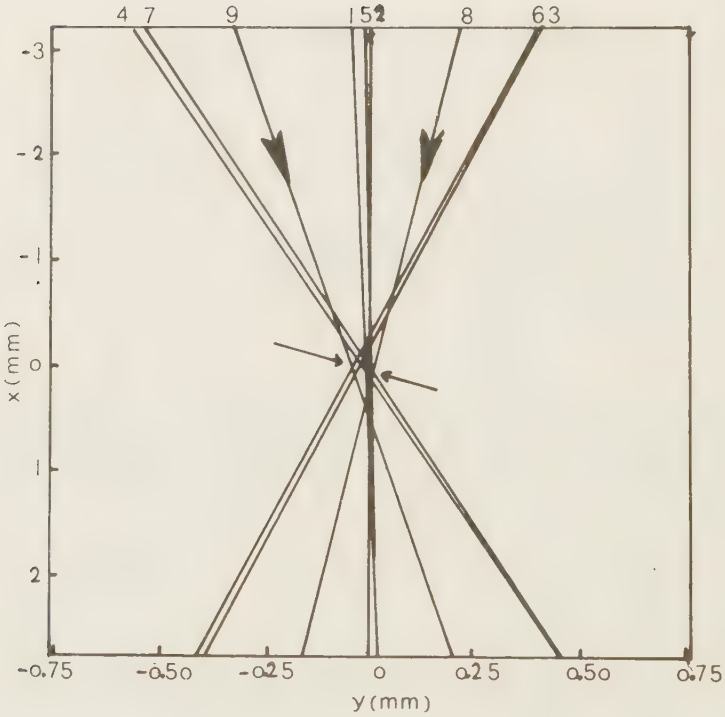


Fig. 2b. – Trajectoires des raies de la figure 2a au voisinage de l'image.
(Pour les raies 2 et 5, l'échelle en y est quatre et deux fois celle indiquée).

Les aberrations augmentent avec le rayon de courbure mais la résolution se trouve néanmoins être la meilleure au rayon de courbure maximum, compte tenu de la dépendance en ρ contenue dans la formule (2) ci-dessus.

Pour notre étude, nous avons placé les détecteurs à des abscisses du plan focal correspondant à des variations de ρ de 80 à 90 cm. L'angle solide d'entrée de l'aimant était de 1,7 msr soit des ouvertures horizontale et verticale de 50 et 34 mrd respectivement, ce qui implique une contribution de l'ordre de 5 keV à la résolution en énergie.
La correspondance entre l'abscisse du plan focal et le rayon de courbure a été déterminée par le déplacement de la raie α de 8,78 MeV du ^{212}Pb (par balayage du champ magnétique) devant des fentes de 0,3 mm espacées de 5 cm le long du plan focal.

1-c : Déplacement cinématique :

Lors d'une réaction nucléaire, l'énergie de la particule émise dépend légèrement de l'angle d'émission. Le spectromètre recevant des particules dans un intervalle d'énergie déterminé par l'ouverture angulaire, il s'en suit un élargissement du pic correspondant dans le spectre, appelé "élargissement cinématique".

Cet effet change le coefficient a_1 (formule 1) et peut être corrigé par un simple déplacement du détecteur le long de la trajectoire centrale d'une quantité :

$$\delta = DM_h \frac{d\rho}{d\theta} = \frac{1}{2} DM_h \frac{1}{E} \frac{dE}{d\theta} \qquad (3)$$

$$= DM_h \rho \left(\frac{A \sin\theta}{1 - A \cos\theta}\right) \quad \text{où } A = \frac{(Mi.Me.Ei / Ee)^{1/2}}{Mr + Me}$$

(i, e, r désignant les noyaux incident, émis et résiduel).

Cette quantité, appelée déplacement cinématique, est pratiquement proportionnelle à ρ donc la forme de la surface focale n'est pas modifiée par ce déplacement. La figure 3 représente cette quantité, pour les différentes réactions que nous avons étudiées, en fonction de l'angle θ d'observation.

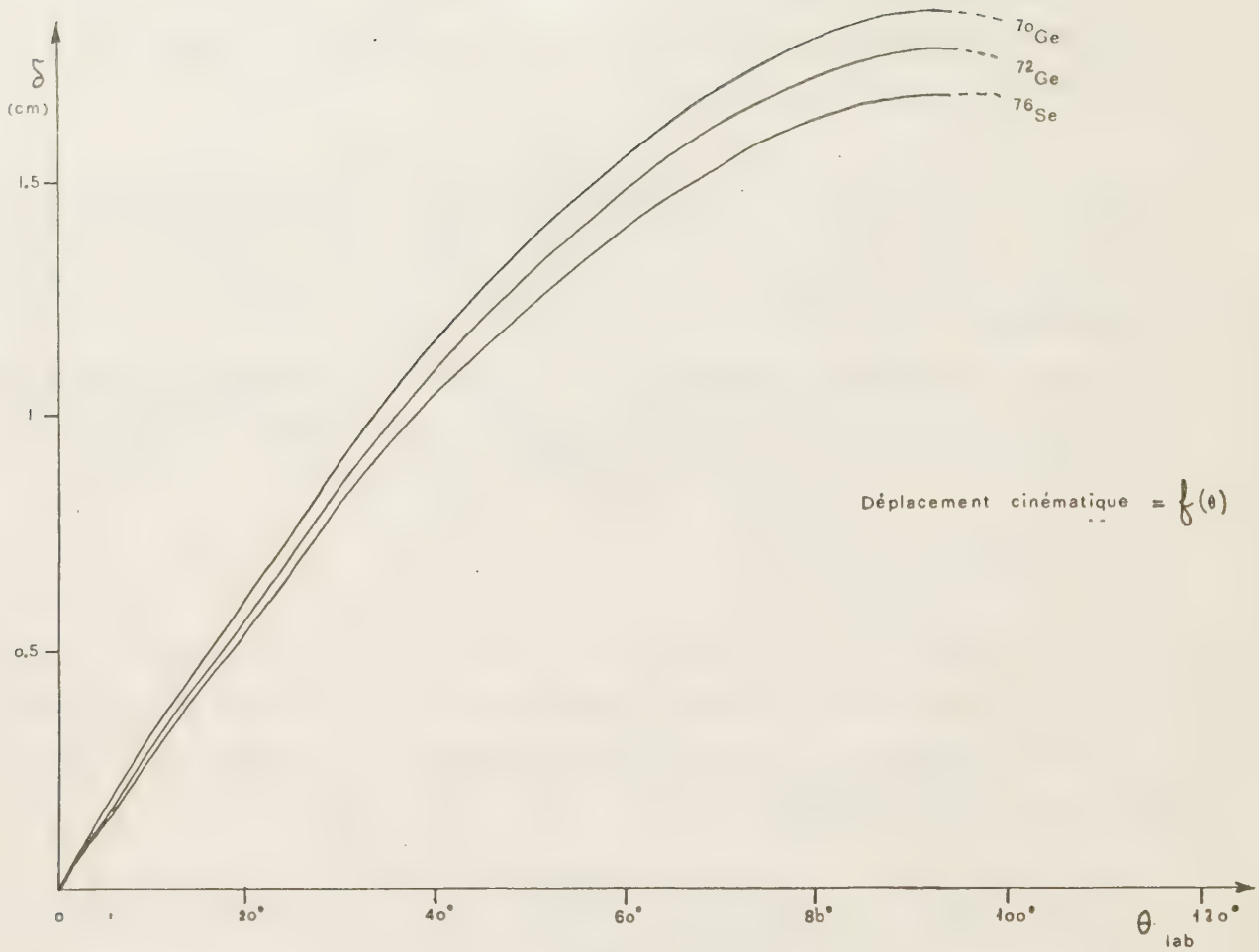


Fig. 3

1-d : Mesure du champ - Etalonnage

Le champ est mesuré par la méthode de résonance magnétique nucléaire dont la fréquence est reliée au champ par la relation :

$$B\ (\text{Gauss}) = 234{,}87 \times F\ (\text{MHZ})$$

L'étalonnage de la rigidité magnétique $B\rho$ en fonction du numéro de canal dans le spectre observé a été effectué avec des particules α de 8,78 MeV (^{212}Pb). La variation de F par pas de 50 KHZ nous donne environ 12 points d'étalonnage par détecteur.

La précision avec laquelle l'énergie des particules émises peut être mesurée de manière absolue est limitée par les effets d'hystérésis. Une distribution donnée du champ ne peut jamais être reproduite exactement. Nous avons par exemple constaté, dans le cas de cette étude, que l'énergie déduite de la mesure du champ peut varier dans les limites de la résolution en énergie. Nous ne pouvons donc mesurer, de façon très précise, que des énergies relatives à une valeur connue, celle correspondant au niveau fondamental de la réaction étudiée par exemple.

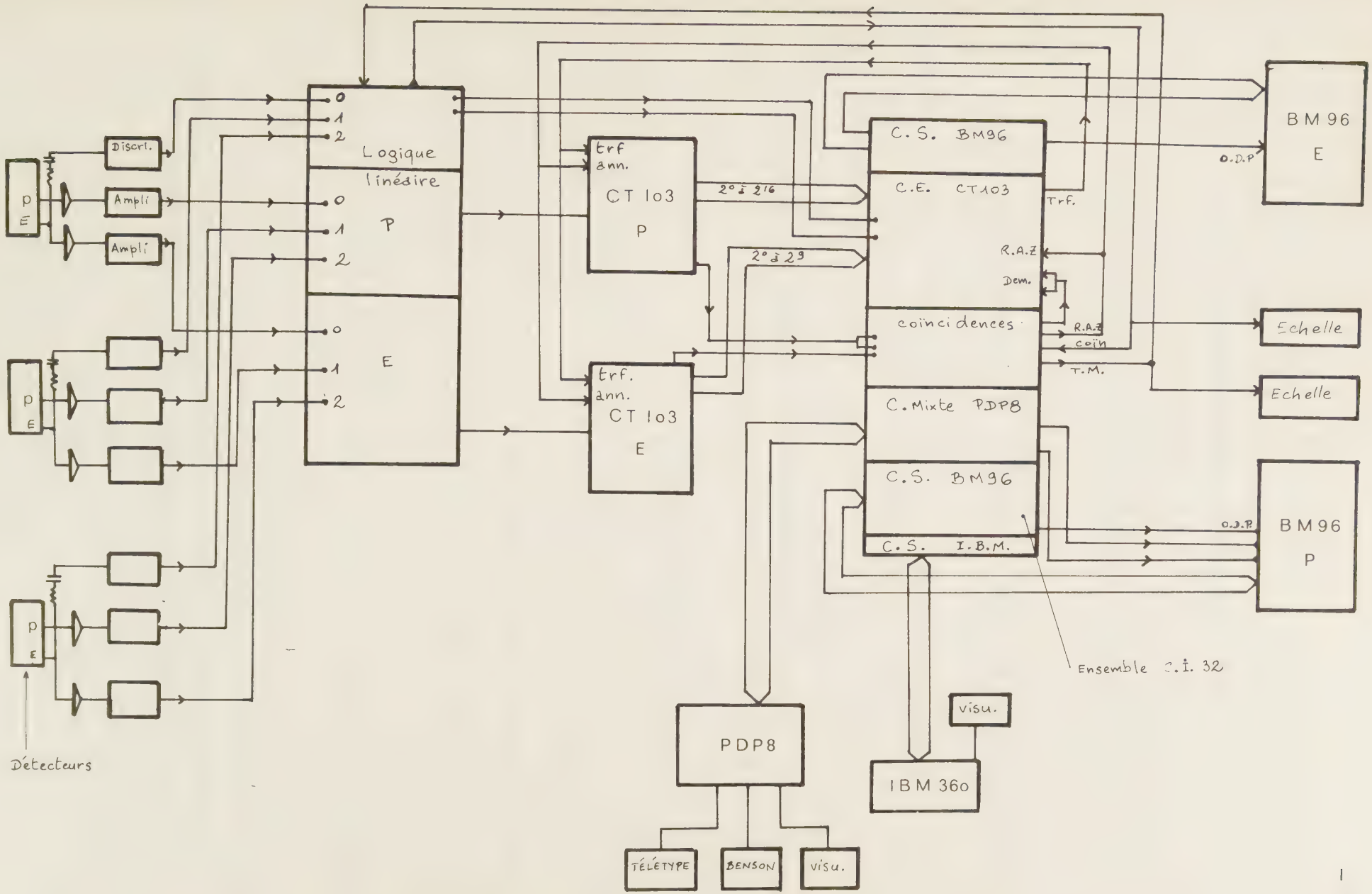


Fig. 4.— Schéma logique de l'électronique.

2) - LES DÉTECTEURS

Les détecteurs utilisés sont 3 jonctions à localisation placées dans la chambre image du Split-Pole. Etant donné l'incidence oblique des trajectoires (45°), leur longueur utile est de 46 à 48 mm pour une hauteur de 12 mm. Entre 2 jonctions existe une zone morte de 28 mm, ce qui rend nécessaire l'utilisation de deux valeurs du champ magnétique pour chaque angle d'observation.

Chaque détecteur délivre deux signaux : l'un (E) proportionnel à l'énergie perdue par la particule dans l'épaisseur de Silicium déplétée, l'autre $P = x.E$ égal à E multiplié par une fonction x ($0 \leqslant x \leqslant 1$) de la position de la projection sur la face arrière du détecteur du centroïde des charges créées par la particule détectée. Le signal E permet d'identifier le type de particule détectée, le signal P de déterminer sa position dans le plan focal. La division des 2 signaux "E" et "x.E" l'un par l'autre permet d'éliminer l'influence des fluctuations sur l'énergie perdue, et améliore considérablement la résolution. Les jonctions à localisation que nous avons utilisées ont une résolution spatiale de l'ordre de 0,3 à 0,45 mm. Par ailleurs, une jonction au silicium est fixée dans la chambre à réaction et sert de moniteur pour la mesure des distributions angulaires.

D - ÉLECTRONIQUE ET ACQUISITION DES DONNÉES

Un schéma de la logique électronique utilisée est représenté sur la figure 4. Ses caractéristiques principales peuvent être ainsi résumées :

– un système de logique linéaire effectue une anticoïncidence sur l'ensemble des voies correspondant aux détecteurs utilisés par l'intermédiaire d'un discriminateur rapide déclenché par tout événement détecté sur chaque jonction. Un codage binaire est effectué selon le numéro du détecteur retenu.

– les signaux "E" et "P" (voir page 11) sont alors transmis à 2 codeurs d'amplitude rapides CT 103.

– ces codages numériques sont gérés et transmis aux différents organes périphériques par un ensemble classeur et codeur d'impulsions C.I. 32 :

- un calculateur PDP 8 en ligne permet l'identification de la particule détectée selon des fenêtres d'énergie mises en mémoire auparavant pour chaque détecteur.

- deux blocs-mémoire BM 96 à 4096 canaux permettent une visualisation des spectres des voies "Energie" et "Localisation" non divisés pour l'ensemble des détecteurs, ce qui permet un contrôle primaire de l'acquisition.

- un système d'acquisition en ligne (ARIEL) autour d'un ordinateur IBM 360-70 permet la division numérique des signaux E et x . E et renvoie le spectre divisé sur une unité de visualisation. Une conversation pour le choix des spectres visualisés et leur contrôle peut s'établir avec un crayon lumineux ("light-pen").

  Le traitement définitif des spectres est réalisé hors-ligne sur l'ordinateur IBM, grâce à un enregistrement "en vrac" réalisé sur support magnétique.

- le temps-mort général nécessaire pour l'analyse et le traitement des signaux est visualisé et pris en compte par l'intermédiaire du C. I. 32.

I-2- DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL UTILISÉ A BRUYERES-LE-CHATEL

Le faisceau de deutons est produit par l'accélérateur Van de Graaff Tandem type EN du Centre d'Etudes Nucléaires de Bruyères-le-Châtel. Un système de pulsation à 1.25 MH_Z délivre sur la cible un courant moyen de 0.7 à 0.8 μA pour une largeur d'impulsions de l'ordre de 1 ns. Une énergie incidente de 11 MeV a été utilisée. L'ensemble du dispositif expérimental a été réalisé au C.E.N. de Bruyères-le-Châtel et a été décrit en détail (AD 75) antérieurement.

Les distributions angulaires des neutrons produits ont été mesurées en une seule série de mesures par l'utilisation simultanée de 6 détecteurs placés à 15, 20, 25, 35 et 60° pour une base de vol de longueur 18 m. Ceux-ci sont constitués par des scintillateurs liquides 4" x 1" associés à des photomultiplicateurs et sont protégés du bruit de fond (occasionné par les neutrons diffusés) par des blindages en paraffine et en béton. Une discrimination neutron-gamma basée (RO 64) sur la différence des temps de croissance des impulsions lumineuses correspondant aux neutrons et aux rayons gamma a été utilisée.

Afin de normaliser les efficacités des 6 détecteurs entre elles pour la mesure des distributions angulaires, il nous a d'abord fallu régler les seuils de détection. Nous avons utilisé la méthode de Hagen (HA 70) consistant à produite un spectre continu de neutrons en arrêtant le faisceau incident dans une cible épaisse d'acier : la coupure correspond alors au seuil de détection ainsi directement mesurable. Une normalisation définitive des efficacités a ensuite été effectuée en

comparant les intensités de neutrons, mesurées par les 6 détecteurs, correspondant au niveau de 4,77 MeV du ^{10}B atteint par la réaction $^{9}Be(d,n)^{10}B$; ce niveau possède en effet une distribution isotrope entre 20° et 50° (FI 67). On peut alors estimer à 4-5 % l'erreur sur les efficacités entre les 6 détecteurs.

La cible utilisée est une feuille auto-supportée d'oxyde de Gallium (Ga_2O_3) d'épaisseur environ 700 $\mu g/cm^2$ enrichi à 99,99 % dans le cas de ^{71}Ga et naturel dans le cas de ^{69}Ga.

I - 3 - TRAITEMENT DES DONNÉES

A - ÉTALONNAGE DES SPECTRES - RÉSOLUTION EN ÉNERGIE

1) - RÉACTION (^3He, d)

Le résultat de la division digitale du signal "P" par le signal "E" est un spectre où chaque pic correspond à un niveau d'énergie du noyau résiduel (voir figure 5).

Pour l'ensemble des trois détecteurs, un étalonnage a été effectué avec une source de particules α de 8,78 MeV comme indiqué précédemment. Pour chacune des réactions étudiées, la mesure des énergies d'excitation a été réalisée sur quatre ou cinq spectres à des angles différents. Un calcul des valeurs moyennes permet ensuite de connaître les énergies avec une précision de 3 keV. Cette erreur peut atteindre 5 keV pour certains niveaux plus faiblement peuplés (quelques dizaines de microbarn/stéradian) entre 4 et 5 MeV d'énergie d'excitation.

La résolution en énergie est de 18 keV. Nous avons déjà introduit différentes contributions à la résolution expérimentale ; il s'agit de la largeur de la source (6 keV), des aberrations du spectromètre ($\sim$5 keV), des fluctuations d'énergie du faisceau ($\sim$ 9 keV) et de la résolution spatiale du détecteur (0.4 mm soit 8,5 keV). Il s'y ajoute une largeur de 7 keV due à la cible d'une part et une largeur de l'ordre de 6,5 keV due à la divergence angulaire du faisceau entre la cible et le diaphragme d'entrée (0,6° = $\Delta\theta$ soit 10 m rad). Cette dernière contribution est obtenue par addition cohérente d'un terme purement géométrique (distance cible - fentes x M_H x $\Delta\theta$ = 0,17 mm, soit 3,5 keV) et d'un élargissement du déplacement cinématique ($\delta \times \Delta\theta \times M_H^{-1}$ = 0,14 mm, soit 3 keV). L'addition incohérente de ces différents termes conduit à une résolution en énergie de $\sqrt{305}$ = 17,5 keV très voisine de celle mesurée.

2) - RÉACTION (d,n)

L'étalonnage en énergie a été réalisé en utilisant la réaction $^{9}Be(d,n)^{10}B$ dont le spectre est bien connu.

La résolution globale en temps est de 1,9 ns, la largeur des paquets d'ions incidents intervenant pour une bonne part dans ce résultat. Compte tenu de l'énergie des neutrons (∼ 18 MeV) associés aux niveaux du Ge observés, il lui correspond une résolution en énergie de 220 keV. Cela limite bien sûr aux tout premiers niveaux d'énergie l'étude des spectres de Ge produits par cette réaction.

B - MESURE DES SECTIONS EFFICACES RELATIVES

Il n'est pas nécessaire de connaître l'angle solide de détection ni l'épaisseur de cible vue par le faisceau (quantité qui peut évoluer en cours d'expérience) pour effectuer la mesure des distributions angulaires, pourvu que l'on rapporte les comptages à une raie de référence observée dans des conditions identiques durant l'expérience : à cet effet, nous utilisons le pic de diffusion élastique des ^{3}He détectés sur la jonction-moniteur placée à un angle de l'ordre de 60°.

Les mesures ont été effectuées par intervalles de 4° et rapportées ensuite par un calcul classique au centre de masse des produits de réaction.

Dans le cas des mesures en (d, n), la distribution angulaire a été mesurée en une seule fois, les efficacités des six détecteurs ayant été normalisées comme il a été exposé précédemment.

C - ÉVALUATION DES INCERTITUDES

Compte tenu des taux de comptage observés, les erreurs systématiques restent nettement inférieures aux erreurs statistiques dans la plupart des transitions observées. Celles-ci sont de l'ordre de 1 % pour les transitions les plus intenses, et de 4 % en moyenne. L'absence totale de bruit de fond a permis de mesurer quelques distributions angulaires correspondant à des sections efficaces de l'ordre de 5 μbarn par stéradian avec une erreur statistique de 15 à 20 % seulement.

Les erreurs systématiques se limitent à l'incertitude sur la délimitation des pics et ne sont notables que dans la zone d'énergie de 4,2 à 5 MeV où la densité des niveaux d'énergie est accrue. La délimitation a été opérée pour chaque pic d'énergie en se rapportant à la (ou les)

position angulaire où ce pic était le mieux formé ; il est en effet à remarquer que l'écart en nombre de canaux entre les pics donnés est constant quel que soit l'angle d'observation. On estime alors l'erreur systématique comme égale au contenu du numéro de canal où est faite la coupure.

Dans certains cas, des pics dûs aux réactions parasites (^{3}He, d) sur ^{12}C, ^{13}C, ^{18}O et ^{16}O sont apparus dans les spectres. Etant donné la forte différence de masse entre ces noyaux et ceux que nous étudions, les conditions cinématiques angulaires de ces réactions sont très différentes. Seule, une position angulaire a pu être perturbée pour une raie donnée. Par ailleurs, les conditions ci-dessus se traduisent aussi par un "déplacement cinématique" différent : ces raies parasites apparaissent moins focalisées et donc plus aplaties, ce qui rend plus facile l'élimination de leur contribution dans la plupart des cas.

D - MESURE DES SECTIONS EFFICACES ABSOLUES

Afin d'évaluer les facteurs spectroscopiques des transitions observées, il est nécessaire de normaliser la mesure des sections efficaces. Nous avons utilisé à cet effet la distribution angulaire de particules ^{3}He diffusées élastiquement, mesurée entre 32° et 12° par pas de 4°. Nous avons alors normalisé les taux de comptage à la section efficace de diffusion de Rutherford à 16 et 12° où la structure nucléaire n'intervient plus.

Toutefois, pour avoir des taux de comptage non prohibitifs, ces mesures ont dû être effectuées en réduisant d'un facteur 10 environ l'angle solide d'entrée. Le rapport des angles solides a été mesuré mécaniquement d'une part, et vérifié d'autre part par une comparaison des intensités observées dans les deux cas pour la raie α de 8,78 MeV du ^{212}Pb. (Cette dernière mesure d'une durée de 10 h a été corrigée de la variation d'activité de la source).

Nous estimons à 15-20 %, la précision sur nos mesures de sections efficaces.

Pour normaliser avec une plus grande précision les intensités observées pour les noyaux résiduels ^{70}Ge et ^{72}Ge, nous avons réalisé une mesure comparative des deux niveaux fondamentaux correspondants en utilisant une cible de Ga naturel (abondance isotopique ^{69}Ga = 60,4 %, ^{71}Ga = 39,6 %). Nous obtenons ainsi une précision relative de 2 à 3 %.

CHAPITRE II

METHODE D'ANALYSE THÉORIQUE DES RÉSULTATS

Nous avons constaté que la section efficace mesurée au cours des réactions étudiées décroît rapidement avec l'angle d'émission dans la voie de sortie : un mécanisme direct apparaît donc comme prépondérant.

L'étude du transfert d'un proton dans l'approximation de Born en ondes déformées (D.W.B.A.) a donc servi de cadre à l'interprétation théorique des distributions angulaires des deutons et des neutrons produits au cours des réactions (^{3}He, d) et (d, n) respectivement.

Cette théorie est développée dans de nombreuses références (SA 64, TO 61, HE 64, GL 63, GL 65 par exemple). Nous n'exposerons ici que les étapes essentielles du calcul.

II - 1 - SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE EN D.W.B.A.

Le processus de réaction directe d'une réaction nucléaire du type A (a, b) B où a désigne dans notre cas la particule ^{3}He (ou deuton) et b un deuton (ou un neutron) peut être vu comme le transfert d'un proton dans une orbite bien définie du noyau final sans intervention d'autres degrés de liberté.

La description complète de ce processus serait un problème à 3 corps comprenant la cible, le proton transféré et la particule b. On a pu rendre compte des caractéristiques de ce type de réaction en la décomposant en 3 étapes :

– la particule a se déplace dans un champ moyen, créé par la cible A, qui peut être décrit par un potentiel optique $V_a^{opt.}$; on a alors une fonction d'onde de diffusion élastique.

L'Hamiltonien total du système peut s'écrire :

$$H = H_a + H_A + T_a + V_a^{opt.} + V_{aA} = H_i + V_{aA} \qquad (4a)$$

où Ha, H_A sont les hamiltoniens décrivant le mouvement interne de a et A.
Ta est l'énergie cinétique relative de a ; le terme V_{aA} est l'interaction qui subsiste entre a et A et qui rend compte des transitions (inélastiques ou de transfert).

– Le proton est transféré et l'approximation de stripping simple, qui a été longtemps la seule utilisée, consiste à considérer que la cible (ou cœur) reste dans son état fondamental.

– La particule b se déplace dans le champ créé par B et on est ramené au cas de la diffusion élastique comme dans la première étape.

L'hamiltonien total du système final s'écrit de façon identique :

$$H = H_B + H_b + T_b + V_b^{opt} + V_{bB} \simeq H_F + V_{bp} \qquad (4b)$$

On suppose que la majeure partie de l'interaction entre le noyau et la particule b est incluse dans V_b^{opt} et on peut alors lui substituer l'interaction V_{bp} entre le proton capturé et la particule b, ce qui est conforme à l'idée que nous avons du processus de la réaction.

L'approximation de Born fournit pour l'élément de matrice de transition :

$$T_{(a,b)} = \langle \chi_b^- | V_{bp} | \chi_a^+ \rangle \qquad (5)$$

où V_{bp} est considéré comme une perturbation, le phénomène dominant étant la diffusion élastique.

Avec :

$$\chi_a^+ = \Psi_a^{(+)} \cdot \Phi_a \cdot \Psi^A \qquad (6)$$

$$\chi_b^- = \Psi_b^{(-)} \cdot \Phi_b \cdot \Psi^B \qquad (7)$$

où Φ_a et Φ_b sont les fonctions d'onde interne de a et b.

ψ^A et ψ^B représentent les fonctions d'onde du noyau cible A et du noyau résiduel B.

$\psi_a^{(+)}$ et $\psi_b^{(-)}$ sont les fonctions d'onde de diffusion élastique, les signes (+) ou (-) relevant de leur comportement asymptotique.

Dans l'expression qui en résulte pour T(a,b) on intègre d'abord sur les variables internes, ce qui amène un terme de la forme :

$$T_N = \sqrt{a(A+1)} \left\langle \psi^A \middle| \psi^B \right\rangle \left\langle \phi_b \middle| V_{bp} \middle| \phi_a \right\rangle \tag{8}$$

Pour le calcul de $\left\langle \psi^A \middle| \psi^B \right\rangle$ les hypothèses précédentes conduisent à développer ψ^B sur les états de ψ^A couplés à un état de proton $\varphi_{lj}(\vec{r}_{pA})$

$$\psi^B = \sum_{lj} \beta_{jl} \left\langle J_A M_A, jm \middle| J_B M_B \right\rangle \psi^A \varphi_{lj} \tag{9}$$

On a donc :

$$T_{(a,b)} = \int d\vec{r}_{pA}\, d\vec{r}_{pa}\, \psi_b^{(-)}(\vec{k}_{bB}, \vec{r}_{bB})\, T_N(\vec{r}_{pA}, \vec{r}_{pb}) \times \psi_a^{(+)}(\vec{k}_{aA}, \vec{r}_{aA}) \tag{10}$$

Le calcul de T n'est possible qu'avec certaines approximations dont celle de portée nulle qui revient à considérer que la particule b est émise au point où le proton a été absorbé.

En sommant sur tous les états finaux possibles de spin et en effectuant la moyenne sur les états initiaux au nombre de $(2J_A+1)$, on obtient la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{(2J_B+1)}{(2J_A+1)} N \sum_{lj} C^2 S\, \sigma_{lj}(\theta) \tag{11}$$

où $S = (A+1)\, \beta_{lj}^2$ est le facteur spectroscopique qui représente une mesure de la probabilité pour que l'état $\psi_{J_B}^B$ soit formé par couplage de $\psi_{J_A}^A$ avec l'état ψ_{lj} du proton capturé.

$C = \left\langle T_A M_A \; 1/2 \; -1/2 \middle| T_B M_B \right\rangle$ est un coefficient de Clebch-Gordan pour les spins isotopiques.

N est un facteur de normalisation qui provient des approximations faites sur les expressions de V_{bp}. Les valeurs N = 4,4 et 1,53 pour les réactions (^{3}He, d) et (d, n) respectivement donnent de bons accords avec plusieurs résultats expérimentaux. (BA 66). Nous calculons la section efficace réduite σ_{lj} avec le programme DWUCK (KU 67) adapté à l'Univac 1108 d'Orsay.

II - 2 - PARAMETRES UTILISÉS DANS LE CALCUL D.W.B.A.

Les potentiels optiques utilisés sont des potentiels centraux :

$$V(r) = V_C(r) - V f(x) - iW f(x') - 4i W_D g(x') \qquad (12)$$

V_C = potentiel coulombien obtenu en considérant le noyau comme une sphère uniformément chargée de rayon $R_c = r_c A^{1/3}$

V, W, W_D = profondeurs des puits réel, imaginaire de volume et de surface respectivement avec des facteurs de forme du type Woods-Saxon :

$$\left.\begin{aligned} f(x) &= (1+e^x)^{-1} \\ g(x) &= \frac{e^x}{(1+e^x)^2} \end{aligned}\right\} \quad \text{pour} \quad x = \frac{r - r_v A^{1/3}}{a_v}$$

TABLE I

	V (MeV)	r (fm)	a (fm)	W (MeV)	r_W (fm)	a_W (fm)	$4W_D$ (MeV)	r_D (fm)	a_D (fm)	r_c (fm)	λ
^{3}He [a]	-173.8	1.15	0.733	-22.63	1.55	0.856				1.40	
d [b]	-81.6	1.234	0.776				93.96	1.404	0.559	1.40	
p	c	1.25	0.65							1.40	25

[b] Ref. PE 63

[a] Ref. PE 72

[c] Ajusté pour donner l'énergie de liaison expérimentale.

L'état lié du proton est décrit par un puits de Woods-Saxon dont la profondeur est ajustée pour donner l'énergie de liaison expérimentale. Un terme de couplage spin-orbite de la forme $\lambda\left(\frac{\hbar}{2Mc}\right)^2 \frac{1}{r}\frac{d}{dr} V(r) . \vec{l}.\vec{\sigma}$ est utilisé.

Les paramètres que nous avons utilisés pour la réaction (^{3}He, d) sont résumés dans la table I. Ils sont issus d'analyses systématiques de paramètres optiques faites par PEREY (PE 63, PE 72). Pour les deutons, il s'agit de paramètres décrivant la diffusion élastique de deutons de 27,5 MeV sur le Ni. Il est difficile de trouver plusieurs variétés de paramètres aux énergies que nous rencontrons ($E < 29$ MeV) car très peu d'accélérateurs peuvent produire des deutons dans ce domaine d'énergie. Les paramètres que nous avons adoptés pour la voie d'entrée ^{3}He ont été utilisés pour rendre compte de la diffusion élastique de particules ^{3}He de 29 MeV sur ^{63}Cu. Les paramètres que nous avons utilisés pour l'analyse de la réaction (d, n) sont reportés dans la table II. Ils ont été adoptés par COUCH (CO 70) pour l'étude des réactions Zn(d, n)Ga.

TABLE II

	V	r	a	W	r_W	a_W	$4W_D$	r_D	a_D	r_C	$V_{S.O}$
d	94.8	1.15	0.81				90	1.34	0.68	1.15	7.5
n	47.7	1.17	0.75	2.5	1.26	0.58	28.2	1.26	0.58		6.2
p		1.25	0.65							1.20	

II - 3 - REGLES DE SÉLECTION

Des règles de sélection traduisent la conservation du moment angulaire et de la parité et s'écrivent dans l'approximation du mécanisme direct :

$$\left| J_A - j \right| \leqslant J_B \leqslant J_A + j \quad \text{avec } j = l \pm 1/2$$
$$\pi_A . \pi_B = (-)^l \qquad (13)$$

Pour J_A et J_B fixés, on a, en général, plusieurs valeurs de l et j possibles. Dans notre cas, $J_A^\pi = 3/2^-$ donc :

$$\left.\begin{array}{lll|lll}
l = 0 & j = 1/2 & J_B^\pi = 1^- - 2^- & l = 3 & j = 5/2 & J_B^\pi = 1^+ - 4^+ \\
l = 1 & j = 1/2 & J_B^\pi = 1^+ - 2^+ & & j = 7/2 & J_B^\pi = 2^+ - 5^+ \\
 & j = 3/2 & J_B^\pi = 0^+ - 3^+ & & & \\
l = 2 & j = 3/2 & J_B^\pi = 0^- - 3^- & l = 4 & j = 7/2 & J_B^\pi = 2^- - 5^- \\
 & j = 5/2 & J_B^\pi = 1^- - 4^- & & j = 9/2 & J_B^\pi = 3^- - 6^-
\end{array}\right\} \qquad (14)$$

On a porté entre parenthèses les limites possibles pour certaines orbites particulières du modèle en couches.

La conservation de l'isospin implique par ailleurs pour notre type de réaction :

$$T_B = T_A \pm 1/2 \qquad \text{(avec } T_A = 7/2, 9/2, 9/2 \text{ pour } {}^{69}\text{Ga et } {}^{71}\text{Ga et } {}^{75}\text{As respectivement)}$$

II - 4 - EXTRACTION DES FACTEURS SPECTROSCOPIQUES

Lorsqu'un seul couple (l, j) intervient dans la formule (11), la sommation sur $\sigma_{lj}(\theta)$ disparaît. (Ceci se produit par exemple, d'après les expressions (14) pour les niveaux tels que $J_B^{\pi} = 0^+$). Le rapport de la section efficace expérimentale à celle calculée fournit alors directement le facteur spectroscopique.

D'une façon générale, plusieurs valeurs de l et j interviennent comme l'indiquent les règles de sélection ci-dessus. Un sous-programme permettant de déterminer les coefficients de mélange a été introduit dans le programme DWUCK tel que :

$$\sigma_{exp}(\theta) = C\left[(1-\alpha)\sigma_{l_1} + \alpha\sigma_{l_2}\right] \qquad (15)$$

Une recherche de moindre carré permet alors la détermination du coefficient de mélange α ou de l'intervalle possible de variation de ce coefficient donc le calcul du facteur spectroscopique correspondant à chaque moment de transfert.

Notre analyse des distributions angulaires des deutons produits par la réaction $({}^3He, d)$ nous a ainsi amené à étudier essentiellement des mélanges du type $l = (1 + 3)$ et $l = (2 + 4)$. En raison de la forme plus structurée des distributions et également de sections efficaces relatives plus grandes, l'erreur sur les facteurs spectroscopiques extraits est plus petite pour les transferts $l = 1$ que pour $l = 3$ dans le cas des mélanges $(1+3)$. Il en est de même pour les transferts $l = 2$ dans le cas des mélanges $l = (2+4)$.

Dans ces conditions, nous estimons l'erreur systématique d'extraction de nos facteurs spectroscopiques de 3 % à 25 % selon l'importance relative des mélanges et la valeur de la section efficace.

II - 5 - REGLES DE SOMME

Dans l'expression (11) de la section efficace, la quantité $\frac{(2J_B+1)}{(2J_A+1)} C^2S$ est l'intensité partielle de la transition (l, j) entre les deux états initial et final. L'intensité totale de la transition (l, j) est généralement fragmentée entre plusieurs des états finaux observés et s'exprime :

$$G(l, j) = \sum_{J_B, T_B} C^2_{T_A T_B} \; S_{lj} (J_A T_A \longrightarrow J_B T_B) \frac{(2J_B+1)}{(2J_A+1)} \qquad (16)$$

Le calcul de G(l, j) a été effectué par French et Mc Farlane (FR 61) en ne considérant comme actifs que les nucléons de la couche (l, j) ce qui est conforme aux hypothèses du mécanisme de la réaction que nous avons rappelées, les nucléons des autres couches restant dans le même état pour les noyaux initial et final. Ils obtiennent dans le cas du transfert d'un proton :

$$G(l, j) = \langle T . p \rangle_{lj}$$

$\langle T . p \rangle_{lj}$ représente le nombre moyen de trous protons dans la couche (l j) pour le noyau cible, défini par : $(2j+1) - \sum_k a_k n_k$ si la fonction d'onde du noyau cible est $\Psi^A = \sum_k \sqrt{a_k} \, \varphi_k^{n_k}$ [$\varphi_k^{n_k}$ étant un vecteur de base (état du modèle en couches occupé par n_k protons dans notre cas.)]

Etant donné notre bonne résolution en énergie, nous avons pu appliquer avec sûreté ces règles de somme jusqu'à une zone d'excitation de l'ordre de 5,2 MeV.

En fait, nous ne peuplons que des états de configuration puisque les états analogues sont prédits vers 7 MeV. Nous observons donc seulement une intensité :

$$G_{lj}(T_<) = \langle T . p \rangle_{lj} - \frac{1}{(2T_A+1)} \langle T . n \rangle_{lj}$$

La quantité $\langle Tn \rangle_{lj}$ pourrait être évaluée par application des règles de somme à la réaction (d, p) sur le même noyau cible.

''''''''''''

CHAPITRE III

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

III - 1 - ÉTUDE DE LA RÉACTION ^{71}Ga (^{3}He, d) ^{72}Ge

Les principales expériences qui ont permis jusqu'à ce jour d'obtenir des renseignements spectroscopiques sur les niveaux nucléaires de ^{72}Ge ont été les études des schémas de désintégration β^- du ^{72}Ga et β^+ de ^{72}As par BRUN (BR 56), (Vi 65), MO NAHAN (Mo 69), KRAUSHAAR (KR 56), CAMP (CA 68) et plus récemment RESTER (RE 71). Elles ont permis, par l'observation des spectres γ directs ou de coïncidences $\gamma - \gamma$ de postuler des niveaux d'énergie jusqu'à environ 4 MeV.

Les premiers niveaux de ^{72}Ge ont par ailleurs été étudiés à l'aide des réactions ^{72}Ge (n, n'γ) (LI 69, CH 70), ^{72}Ge (p, p') (PE 70 - CU 70), ^{72}Ge (d, d') (KR 67) et ^{75}As (p,α) ^{72}Ge (KU 63).

Tout récemment, FOURNIER et col. ont étudié les réactions ^{73}Ge (p, d) ^{72}Ge et ^{74}Ge (p, t) ^{72}Ge à une énergie Ep = 20 MeV (FO 73) (BA 74).

Toutefois, la résolution en énergie de ces études ($>$ 40 keV) s'est avérée insuffisante pour séparer les niveaux au-dessus de E = 2 - 2,5 MeV.

Dans une compilation récente du groupe des "Nuclear Data Sheets" (AL 74), il apparaît que seuls <u>sept</u> niveaux d'énergie du ^{72}Ge respectivement à 0 - 0,691 - 0,834 - 1,464 - 1,728 - 2,515 - 2,943 MeV reçoivent des attributions bien établies de spin et parité.

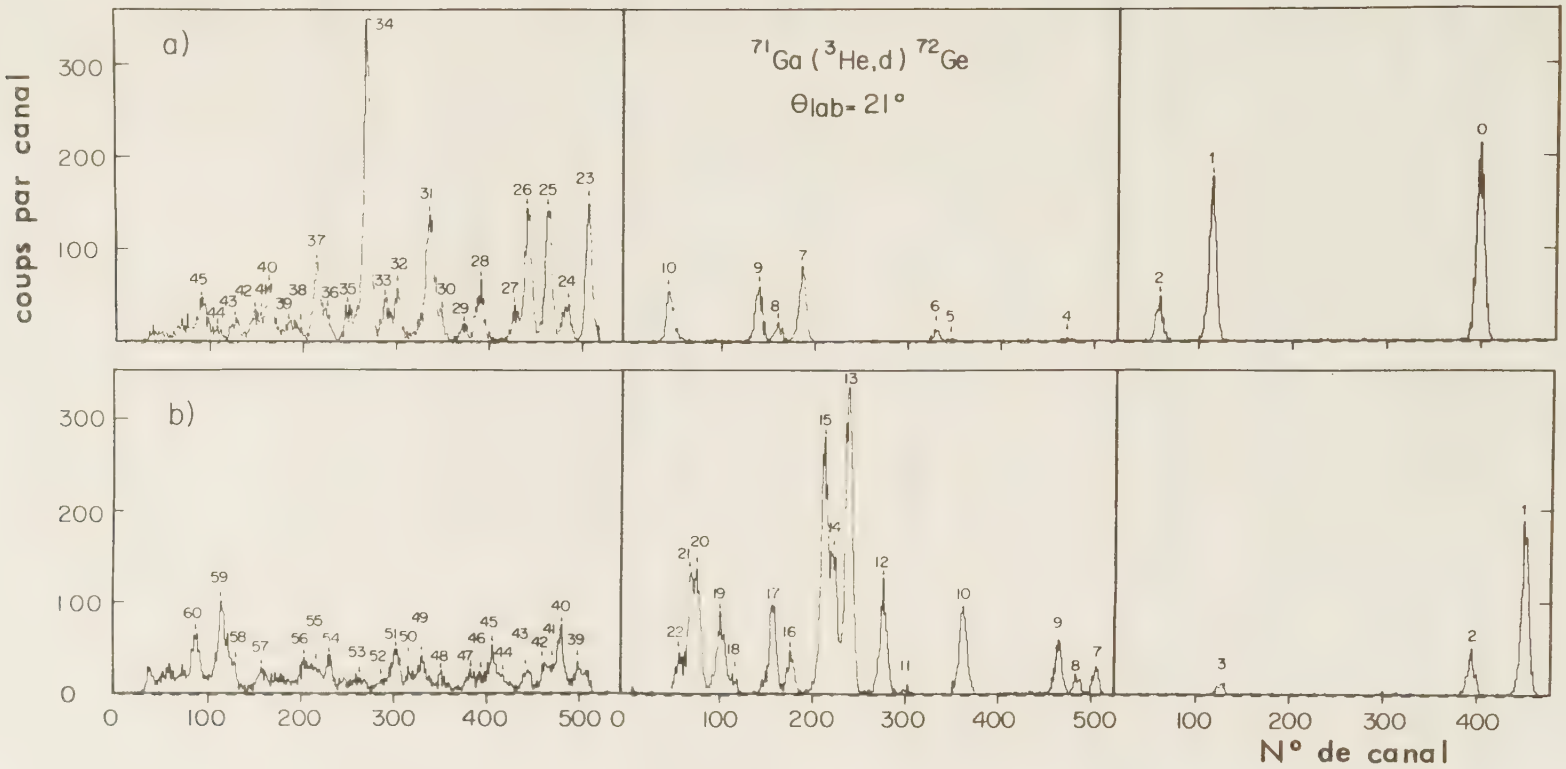


Fig. 5.– Spectre en énergie des deutons de la réaction ^{71}Ga (^{3}He, d) ^{72}Ge.

Les spectres a) et b) correspondent à des expositions successives des 3 détecteurs à deux champs magnétiques différents (cf. texte).
N.B. : les pics 10 et 7 sur les spectres a) et b) respectivement ont une intensité incorrecte en raison d'effets de bord sur le détecteur.

Outre l'intérêt suscité par cette zone de transition comme nous l'avons précédemment montré, une étude spectroscopique détaillée de cet isotope apparaît donc nécessaire. La très bonne résolution dont nous disposons avec le spectromètre Split-Pole nous place dans les meilleures conditions sur ce plan et nous permet d'apporter de nombreuses informations spectroscopiques nouvelles (AR 74) (KA 74) (AR 75).

A - DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DES ÉNERGIES D'EXCITATION

Deux spectres correspondant aux groupes de deutons observés pour deux champs magnétiques successifs à un angle de 21° sont représentés sur la figure 5. Les numéros se rapportent aux énergies d'excitation rassemblées dans la table III. On a rapporté à titre de comparaison les données expérimentales antérieures issues de la compilation de ALVAR (AL 74).

Il est clair que de nombreux nouveaux niveaux sont observés même à basse énergie ; plus particulièrement, nous trouvons les niveaux suivants à : 2,029 - 2,897 - 3,073 - 3,179 - 3,357 - 3,506 - 3,691 - 3,777 MeV.

Tous les niveaux au-dessus de 4,092 MeV (sauf 4,339 et 4,458 MeV) sont observés pour la première fois. Aucune preuve n'apparaît ici concernant l'existence des niveaux mentionnés antérieurement à 2.505 et 2.583 MeV (FO 73) (RE 71).

Compte tenu des précisions de nos étalonnages, un très bon accord est observé avec les énergies expérimentales qui étaient précédemment connues. La non-existence dans notre spectre de niveaux parasites dus au ^{70}Ge a été vérifiée par une comparaison directe avec les résultats que nous obtenons pour la réaction ^{69}Ga (^{3}He, d) ^{70}Ge.

B - MESURE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES (fig. 6)

Nous présenterons d'abord les distributions angulaires obtenues pour les niveaux d'énergie d'excitation inférieure à 2.5 MeV de spin et parité déjà connus ou proposés. Les résultats seront ensuite présentés et classés selon les caractéristiques des distributions angulaires.

TABLE III

Niveaux observés au cours de la réaction $^{71}Ga(^{3}He,d)^{72}Ge$

Présent travail				Littérature[a]		$(2J+1)C^2S$		Présent travail		
Niveau N°	E_x (MeV)	ℓ	J^{π} [c]	E_x (MeV)	J^{π}	2p 3/2[b]	1f 5/2	1g 9/2	2d 5/2	3s 1/2
0	0.0	1	0^+-3^+	0.0	0^+	2.50				
1	0.690	1	0^+-3^+	0.691	0^+	1.63				
2	0.835	1 + 3	1^+-3^+	0.834	2^+	0.28	0.43			
3	1.465	1(+3)	0^+-3^+	1.464	2^+	0.09	< 0.04			
4	1.725	3	1^+-5^+	1.728	4^+		0.19			
5	2.029	1(+3)	$\underline{0}^+-3^+$			0.02	< 0.003			
6	2.062	1 + 3	1^+-3^+	2.065	$(3)^+$	0.03	0.28			
7	2.404	1(+3)	0^+-3^+	2.402		0.40	< 0.08			
8	2.466	3	1^+-5^+[e]	2.464	(4^+)		0.80			
9	2.516	4(+2)	2^--6^-	2.515	3^-			1.90	< 0.13	
10	2.754	1 + 3	1^+-3^+	2.754	$\pi^{=-}$	0.43	0.43			
11	2.897	1(+3)	0^+-3^+			0.03	< 0.008			
12	2.949	1 + 3	1^+-3^+	2.950		0.39	1.56			
13	3.034	1 + 3	1^+-3^+[f]	3.036	(2^-)	1.77	1.77			
14	3.073	3	1^+-5^+[e]				4.95			
15	3.094	1 + 3	1^+-3^+	3.094	4^+	0.69	3.85			
16	3.179	3	1^+-5^+[e]				1.32			
17	3.223	1 + 3	1^+-3^+	3.228	$\pi^{=-}$	0.46	0.58			
18	3.324	1 + 3	1^+-3^+	3.325	$(3)^-$	0.06	0.15			
19	3.357	1 + 3	1^+-3^+			0.46	0.46			
20	3.422	1 + 3	1^+-3^+	3.419		0.49	0.51			
21	3.436	1 + 3	1^+-3^+	3.439		0.07	2.45			
22	3.468	4+2(+0)	2^--4^-	3.455				0.73	0.08	< 0.02
23	3.506	1 + 3	1^+-3^+			0.50	1.15			
24	3.565	1 + 3 4+2(+0)	(1^+-3^+) (2^--4^-)	3.566		(0.02)	(1.15)			
25	3.614	1(+3)	$\underline{0}^+-3^+$	3.619		0.82	< 0.17	(0.44)	(0.12)	(0.04)
26	3.662	1 + 3	1^+-3^+	3.667		0.62	0.63			
27	3.691	1 + 3	1^+-3^+			0.16	0.09			
28	3.777	1 + 3	1^+-3^+			0.25	0.57			
29	3.815	4+2(+0)	2^--4^-	3.816				0.46	0.02	< 0.01
30	3.867			3.872						
31	3.895	1 + 3	1^+-3^+	3.890	$\pi^{=-}$	0.42	1.80			
32	3.975	1 + 3 4+2(+0)	(1^+-3^+) (2^--4^-)	3.965	$\pi^{=-}$	(0.04)	(0.72)	0.49	0.12	< 0.05

TABLE III (suite)

Présent travail				Littérature [a]		$(2J+1)C^2S$		Présent travail		
Niveau N°	E_x (MeV)	ℓ	J^{π} [c]	E_x (MeV)	J^{π}	2p 3/2 [b]	1f 5/2	1g 9/2	2d 5/2	3s 1/2
33	4.002	1 + 3	1^+-3^+	3.995		0.18	0.41			
34	4.047	1 + 3	1^+-3^+ [f]	4.041		1.41	1.74			
35	4.092	1 + 3	1^+-3^+	4.090		0.17	0.12			
36	4.147	1 + 3	1^+-3^+			0.14	0.12			
37	4.171	1 + 3	1^+-3^+			0.37	0.68			
38	4.224	2 + 4	2^--4^-					0.48	0.12	
39	4.245	3 (+1)	1^+-5^+			<0.02	0.60			
40	4.290	1 + 3	1^+-3^+			0.25	0.84			
41	4.315	1 + 3	1^+-3^+			0.33	0.12			
42	4.330	1+3 4+2(+0)	1^+-3^+ 2^--4^-	4.339		(0.04)	(0.73)	(0.24)	(0.07)	(0.03)
43	4.374	1 + 3	1^+-3^+			0.06	0.50			
44	4.419	(1 + 3)	(1^+-3^+)							
45	4.453	4+2+0	2^-	4.458	π=-			2.38 [d]	0.05	0.01
46	4.483	1 + 3 4+2+0	(1^+-3^+) (2^--4^-)							
47	4.512	4+2+0	2^-					0.64 [d]	0.04	0.01
48	4.575	(1 + 3)								
49	4.620	1 + 3	1^+-3^+			0.12	0.29			
50	4.650	4 + 2	2^--4^-					0.46	0.05	
51	4.679	4 + 2	2^--4^-					1.14	0.06	
52	4.705									
53	4.755	4+2(+0)	2^--4^-					0.43	0.05	<0.02
54	4.840	1 + 3	1^+-3^+			0.08	0.20			
55	4.875	(1 + 3)	(1^+-3^+)							
56	4.903									
57	5.004									
58	5.976	4+2+0	2^-					1.23 [d]	0.02	<0.02
59	5.100	4+2(+0)	2^--4^-					1.70	0.09	<0.02
60	5.160	4+2(+0)	2^--4^-					1.26	0.07	<0.02

a Ref. (AL 74)
b Pour un transfert 2p 1/2, S 1/2 ~ 1.17 S 3/2
c Les valeurs soulignées sont les valeurs les plus probables
d Facteurs spectroscopiques calculés dans l'hypothèse d'un transfert g 7/2
e $J^{\pi} = 4^+$ est l'assignation la plus probable
f $J^{\pi} = 1^+-2^+$

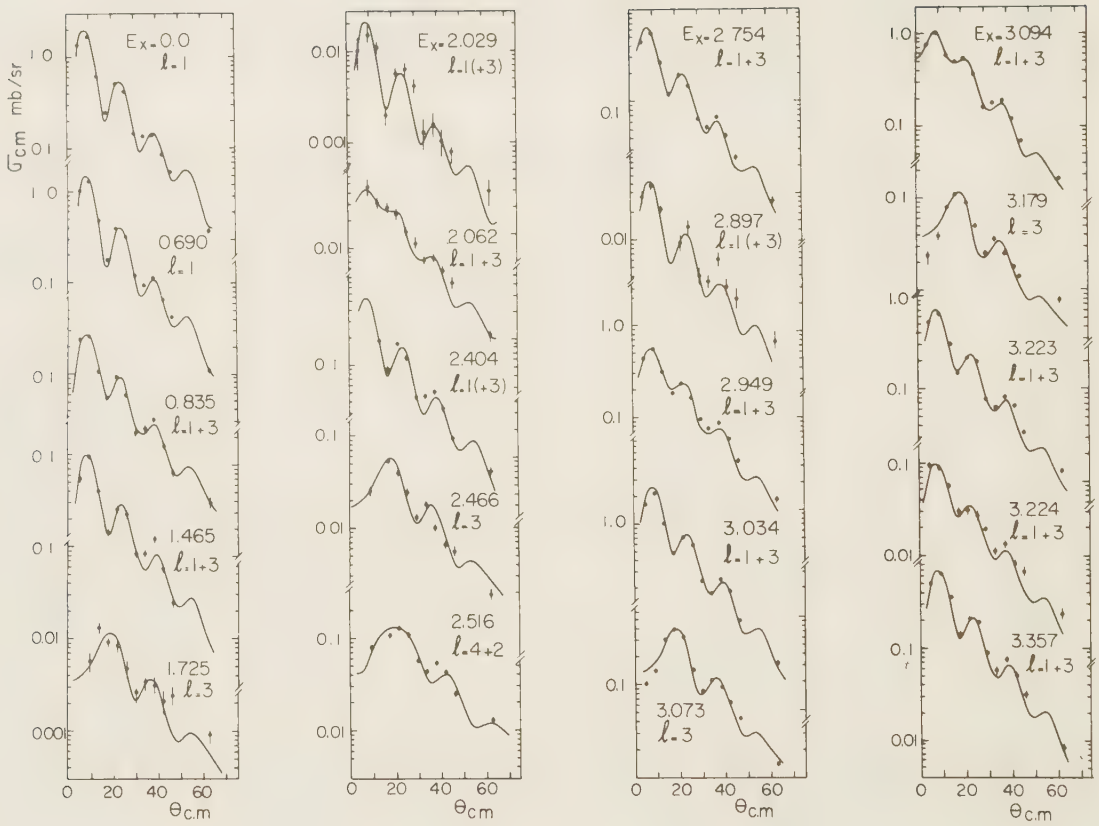


Fig. 6a.– $^{71}Ga\ (^{3}He, d)\ ^{72}Ge$.

1) - NIVEAUX CONNUS D'ÉNERGIE D'EXCITATION $<$ 2.5 MeV

Les transitions vers le fondamental (0_1^+) et le premier état excité (0_2^+) sont parfaitement reproduites par des calculs avec un moment de transfert $l = 1$. Les deux niveaux 2_1^+ et 2_2^+ à 0,835 et 1,465 MeV respectivement sont peuplés par des transitions $l = 1 + 3$, le second ayant une composante $f^{5/2}$ plus petite et étant plus faiblement excité également.

Le niveau suivant à 1.725 MeV apparaît avec une très faible section efficace ($\sim 10\ \mu b/sr$) mais l'absence de tout bruit de fond nous permet de proposer une distribution $l = 3$ pure en accord avec les données spectroscopiques antérieures $J^\pi = 4^+$.

Les limites $J^\pi = 1^+ - 3^+$ sont établies pour le niveau à 2,062 MeV en accord avec la valeur proposée par plusieurs auteurs $J^\pi = (3)^+$ (AL 74). Le niveau $J^\pi = 3^-$ connu à 2.516 MeV est assez fortement peuplé par une transition $l = 4$ qui représente une large partie de l'intensité totale $g^{9/2}$ observée au cours de la présente réaction.

2) - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES $l = 1$ ET RECHERCHE DE NOUVEAUX NIVEAUX $J^\pi = 0^+$

Mis à part les états 0_1^+ et 0_2^+ qui viennent d'être mentionnés, quatre autres niveaux à 2,029, 2,404, 2,897 et 3,614 MeV apparaissent peuplés par un moment de transfert $l = 1$ pur (c'est-à-dire qu'une faible composante $l = 3$ d'intensité relative inférieure à 20 % peut être présente sans changer la qualité du fit).

Dans ces conditions, les règles de sélection fournissent pour ces niveaux $J^\pi = 0^+ - 3^+$. Ces cas sont particulièrement intéressants pour la recherche de nouveaux niveaux 0^+ dans cette région puisque c'est seulement parmi ces transitions qu'un état 0^+ a pu être observé au cours du présent travail.

Le niveau à 2.029 MeV est faiblement peuplé et est observé pour la première fois. Un niveau à 2.043 MeV, peut-être distinct du niveau connu à 2.065 MeV, avait été observé par CURTIS (CU 70) lors d'une étude ^{72}Ge (p, p').

Toutefois, compte tenu de la valeur de la résolution énergétique de cette étude (~ 70 keV), on considérait généralement dans la littérature un niveau unique à 2.065 MeV. Si notre hypo-

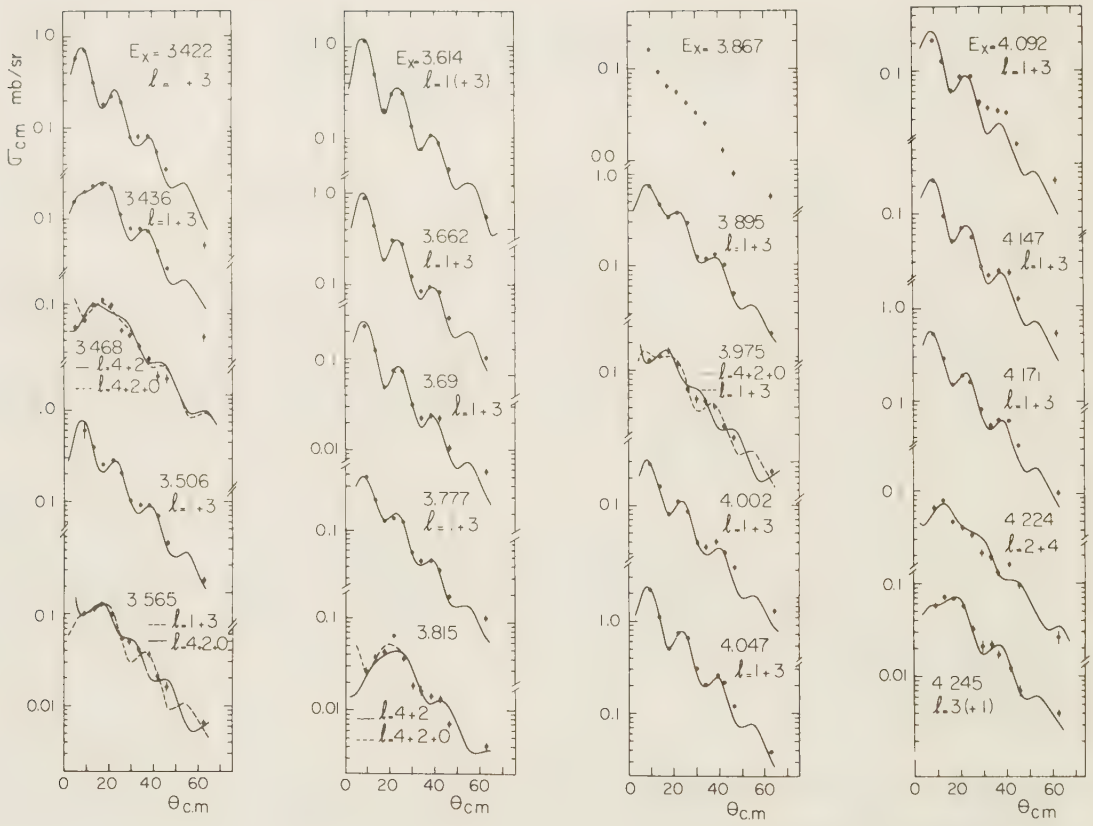


Fig. 6b.— $^{71}Ga\ (^{3}He, d)\ ^{72}Ge$.

thèse $J^{\pi} = 0^{+}$ était juste, le niveau à 2.029 devrait se déexciter préférentiellement vers un niveau 2^{+} inférieur (à 0,835 ou 1.465 MeV) avec émission de raies γ de 1.194 et 0.564 MeV respectivement. Une raie γ de 1193,6 keV apparaît précisément (mais n'a pas pu être attribuée) dans le schéma de déexcitation γ de ^{72}Ge observé par CAMP (CA 68). Plus récemment, RESTER (RE 71) lors de l'étude des désintégrations β de ^{72}Ga et ^{72}As a observé une raie γ de 1193.6 MeV qu'il tente d'attribuer à la déexcitation d'un "nouveau" niveau à 3.707 MeV non confirmé depuis. Nous postulons qu'il s'agit dans les deux cas de la cascade 2.029 $\longrightarrow$ 0.835 MeV.

Le niveau à 2.897 MeV est mentionné pour la première fois mais on peut peut-être trouver une indication de son existence dans le spectre γ des précédents auteurs (CA 68, RE 71) ; des raies γ de 2.897 et 0.175 MeV sont observées mais non attribuées : elles pourraient correspondre aux transitions 2.897 $\longrightarrow$ fondamental et 3.073 $\longrightarrow$ 2.897. Si ceci se confirmait, notons que la valeur 0^{+} pourrait être exclue de la fourchette initiale $0^{+} - 3^{+}$.

La possibilité $J^{\pi} = 0^{+}$ doit être écartée pour le niveau à 2.404 MeV puisqu'une transition γ vers le fondamental est connue pour ce niveau (RE 71).

Le niveau à 3.614 MeV précédemment proposé par CAMP est ici confirmé et apparaît fortement alimenté par un transfert $l = 1$. Nous proposons $J^{\pi} = 0^{+} - 3^{+}$ pour ce niveau.

3) - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES $l = 3$. POSSIBILITÉ DE NIVEAUX $J^{\pi} = 4^{+}$

Deux distributions $l = 3$ sont observées pour les niveaux à 3.073 et 3.179 MeV mentionnés ici pour la première fois. Une très forte proportion de l'intensité totale $l = 3$ observée pour cette réaction est localiséesur ces deux transitions. Les limites $J^{\pi} = 1^{+} - 5^{+}$ qui pourraient en être déduites peuvent en fait être réduites à $J^{\pi} = 4^{+} - 5^{+}$ sur la base de l'absence apparente de composante $l = 1$. De plus, la couche $f^{7/2}$ étant quasi-remplie dans ces noyaux, il est évident qu'il s'agit pour ces niveaux d'un transfert $f^{5/2}$, ce qui laisse subsister seulement la possibilité $J^{\pi} = 4^{+}$. Ces résultats sont particulièrement intéressants pour la recherche de quasi-bandes de rotation ou de vibrations β ($K = 0$).

Cette possibilité existe aussi pour le niveau à 4.245 MeV correctement interprété par un mélange $l = 3(+1)$ mais avec une sûreté plus faible, compte tenu de sa section efficace.

4) - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES l = 1+ 3.

Pour 25 niveaux d'énergie supérieure à 2.5 MeV, les distributions angulaires sont reproduites sans ambiguité par des calculs D.W.B.A. l = 1 + 3 (voir figure 6). Tous ces niveaux reçoivent comme proposition de spin et parité $J^{\pi} = 1^{+} - 3^{+}$. Ces attributions sont nouvelles pour la plupart des niveaux.

Elles semblent toutefois incompatibles, pour quelques niveaux, avec certaines conclusions antérieures :

Tout d'abord, la présence indiscutable d'une composante l = 1 dans la distribution du niveau à 3.094 MeV rejette la proposition $J^{\pi} = 4^{+}$ de CURTIS (CU 70) basée sur l'étude ^{72}Ge (p, p′) et retenue dans la compilation de ALVAR (AL 74).

Nos résultats sont par contre compatibles avec les propositions antérieures de CAMP et RESTER : $J^{\pi} = 1^{+} - 2^{+}$.

Par ailleurs, pour les quatre niveaux à 2.754, 3.034, 3.223 et 3.895 MeV, nos propositions $J^{\pi} = 1^{+} - 3^{+}$ sont en opposition avec les données antérieures issues plus particulièrement de l'expérience ^{73}Ge (p, d) ^{72}Ge (FO 73) (AL 74) où une parité négative est proposée. Il nous semble que le manque de statistique et la mauvaise résolution (40 keV) de l'expérience (p, d) sont responsables de ces disparités : au moins pour les niveaux à 2.754, 3.034 et 3.895, la présence du 2ème état excité de ^{75}Ge et des nouveaux niveaux de ^{72}Ge que nous trouvons à 3.072 et 3.872 MeV comme contaminants respectifs possibles peut expliquer la mauvaise qualité des fits proposés par les précédents auteurs.

Depuis la publication de notre travail (AR 75), (AR 74), (KA 74), SHOW et WILDENTHAL (SH 75) ont refait l'expérience ^{73}Ge (p, d) ^{72}Ge évoquée précédemment, et viennent de nous communiquer des résultats préliminaires en désaccord avec les données antérieures et en accord avec nos résultats :

- les niveaux à 2,754 et 3,036 MeV sont peuplés par des transitions l = 4 et l = 2 + 4 impliquant une parité positive comme nous le postulions ;

- l'excellente résolution en énergie de ces auteurs permet de conclure que ce ne sont pas les niveaux à 3,224 et 3,895 MeV qui étaient observés par la première étude ^{73}Ge (p, d) ^{72}Ge mais des groupes de niveaux (nouveaux et différents) identifiés maintenant par SHOW et WILDENTHAL.

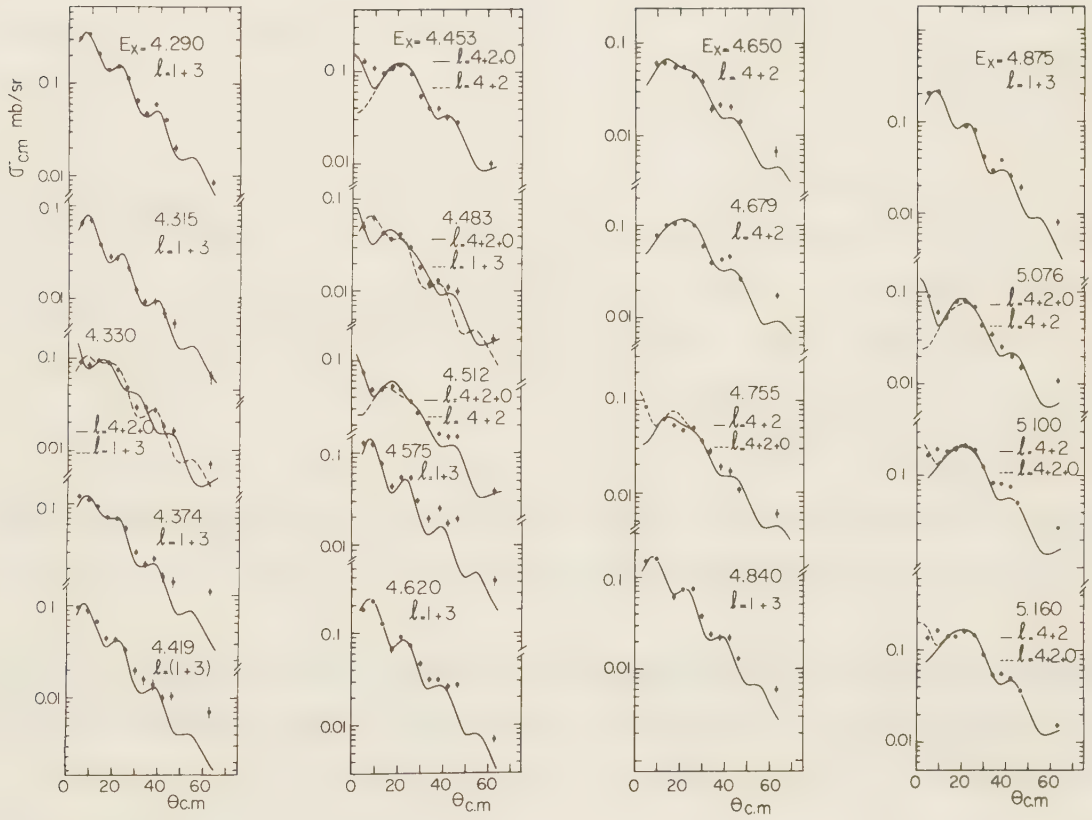


Fig. 6 c.— $^{71}Ga\,(^{3}He,\,d)\,^{72}Ge$.

Si une transition $l = 1 + 3$ procède par transfert partiel dans la couche $2p\,1/2$ (au lieu de $2p\,3/2$), les limites de spin et parité se ramènent à $J^{\pi} = 1^{+} - 2^{+}$. Il est logique de penser que les premiers niveaux excités épuisent pratiquement l'intensité $2p\,3/2$ et que les niveaux fortement peuplés dans la zône d'énergie supérieure à 3 MeV le sont par un transfert $2p\,1/2$. Ceci est évident pour les niveaux à 3.036 et 4.041 MeV (voir figure 6) et ce point de vue sera renforcé par l'interprétation théorique que nous donnons de nos résultats (cf. chapitre IV-1).

5) - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES $l = 2 + 4$

Des transitions $l = 2 + 4$ alimentent les niveaux à 3,468 - 3,815 - 4,224 - 4,650 - 4,679 - 4,755 - 5,100 et 5,160 MeV. Nous identifions les deux premiers de ces niveaux à deux déjà connus à 3,455 ± 9 et 3,816 ± 3 keV, les autres étant observés pour la première fois dans ^{72}Ge.

Les caractéristiques $J^{\pi} = 2^{-} - 4^{-}$ pour ces niveaux excités sont déduites de la nature du moment angulaire (2 + 4).

Pour les niveaux à 3,468 – 3,815 – 4,755 – 5,100 et 5,160 MeV, on notera sur la figure 6 que l'addition d'une faible composante $l = 0$ ($3s\,1/2$) fournit un accord de même qualité, voire légèrement meilleur, avec les distributions expérimentales. En l'absence de sûreté sur ce point, nous ne donnons qu'une limite supérieure du facteur spectroscopique correspondant à la transition $3s\,1/2$ vers ces cinq niveaux et maintenons donc la fourchette initiale de spin $J = 2 - 4$ (table III).

Par contre, il nous semble que ce fait soit plus certain pour les transitions alimentant les niveaux à 4,453 - 4,512 et 5,076 MeV (fig. 6c).

Etant donné les règles de sélection que nous avons mentionnées (chapitre II), cela signifierait que nous observons sur ces niveaux une transition $g\,7/2$. Ceci nous conduit à une valeur unique de spin et parité $J^{\pi} = 2^{-}$ (table III).

Il est à noter que la parité négative que nous proposons pour le niveau à 4.458 MeV est en accord avec celle déduite par FOURNIER (FO 73) de l'étude de la réaction $^{73}Ge\,(p, d)^{72}Ge$.

Les niveaux à 4.512 et 5.076 MeV étaient par contre inconnus auparavant.

6) - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES AMBIGUES

Pour quatre des niveaux restant, il ne nous est pas possible de faire un choix entre une transition $\ell = 1+3$ (contenant environ 95 % de $\ell = 3$) et une transition $\ell = 4+2$ (contenant 20 % de $\ell = 2$) ; il s'agit des niveaux à 3.565 – 3.975 – 4.330 et 4.483 MeV. Ceci est dû à la présence d'autres niveaux trop rapprochés et donc à une extraction douteuse. Ces niveaux ne peuvent recevoir de propositions de spin et parité sur la base de nos résultats.

Les deux premiers de ces niveaux avaient déjà été observés dans les spectres de décroissance de ^{72}As et ^{72}Ga. Le niveau à 4.330 avait été également signalé par FOURNIER (FO 73) lors de l'étude ^{73}Ge (p, d). Cependant, aucune valeur de spin ou parité n'avait pu être fournie. Le niveau à 4.483 MeV est observé pour la première fois.

Depuis la publication de ces résultats (AR 74, KA 74, AR 75), SHOW et WILDENTAL (SH 75 –non publié) nous ont communiqué les résultats préliminaires de leur analyse de la réaction ^{73}Ge (p, d) ^{72}Ge : quatre niveaux sont trouvés à 3,568 – 3,986 – 4,335 et 4,495 MeV ($\pm$ 7 keV) et alimentés par des transitions de moment ℓ impair. Si les niveaux que nous observons leur correspondent, il s'agirait donc de niveaux à parité négative et les possibilités $J^{\pi} = 2^- - 4^-$ seraient celles à retenir.

III - 2 - ETUDE DE LA RÉACTION ^{71}Ga (d,n) ^{72}Ge

Avant d'étudier les réactions (^{3}He, d) sur ^{69}Ga et ^{71}Ga, nous avions réalisé au C.E.N. de Bruyères-le-Châtel l'étude des réactions ^{69}Ga (d, n) et ^{71}Ga (d, n) dans le but d'apporter des renseignements sur la nature du niveau excité 0^+_2. Compte tenu de la résolution expérimentale, il était en effet possible de séparer les tout premiers niveaux excités.

Un exemple de spectre obtenu à 15° pour la réaction ^{71}Ga (d, n) ^{72}Ge est présenté sur la figure 7. Les niveaux à 0 – 0.690 – 0.834 –(2.402 + 2.464)– 2.754 MeV ont pu être identifiés. Les niveaux situés à plus haute énergie d'excitation ne sont pas séparés, compte tenu des observations faites en (^{3}He, d).

Les distributions angulaires correspondant aux niveaux à 0 et 0.690 MeV de caractéristiques spectroscopiques $J^{\pi} = 0^+$ ont pu être extraites. Elles s'accordent bien avec un moment de capture $\ell = 1$ (figure 8).

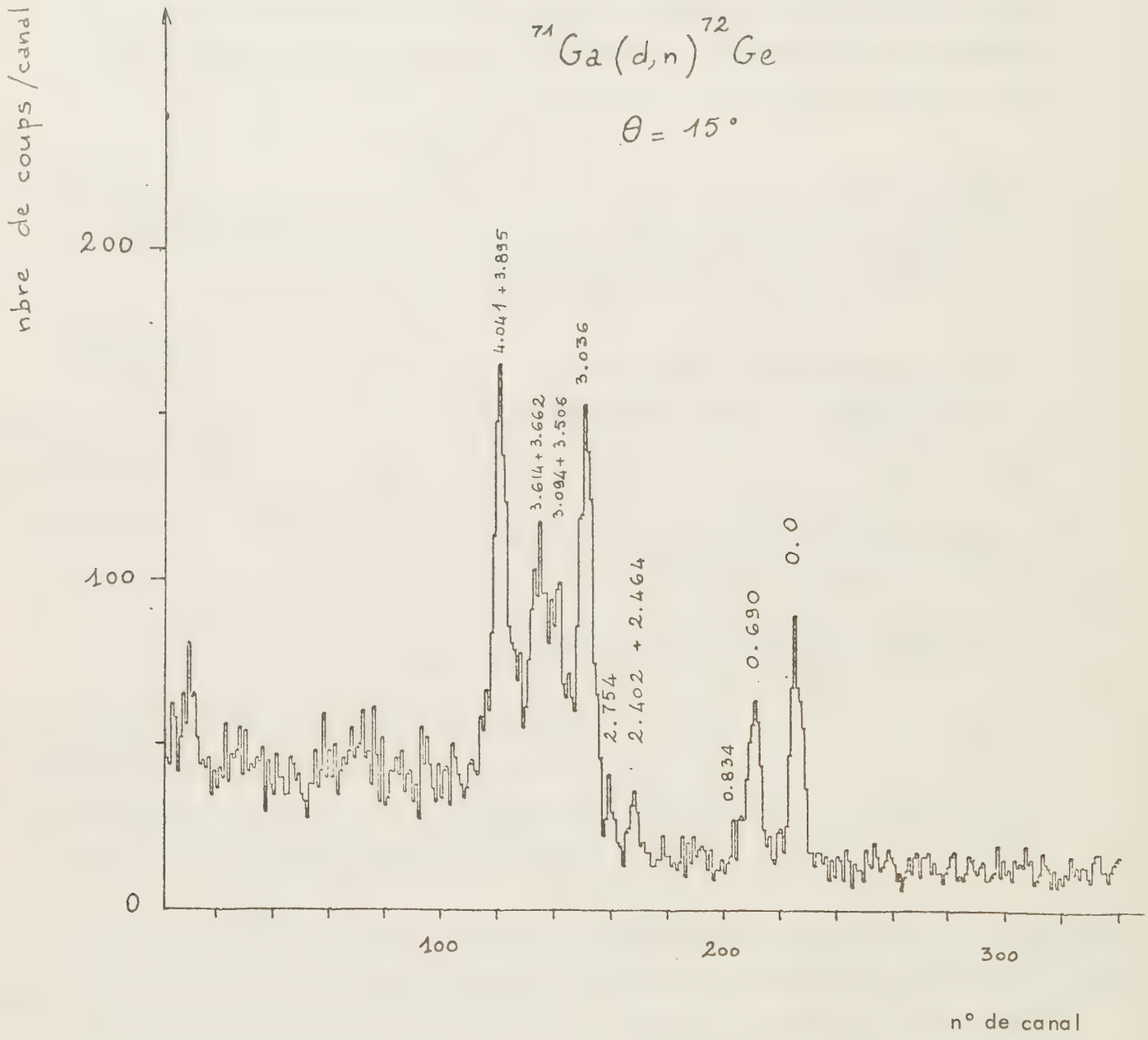


Fig. 7.– Spectre en énergie des neutrons de la réaction $^{71}Ga(d, n)^{72}Ge$.

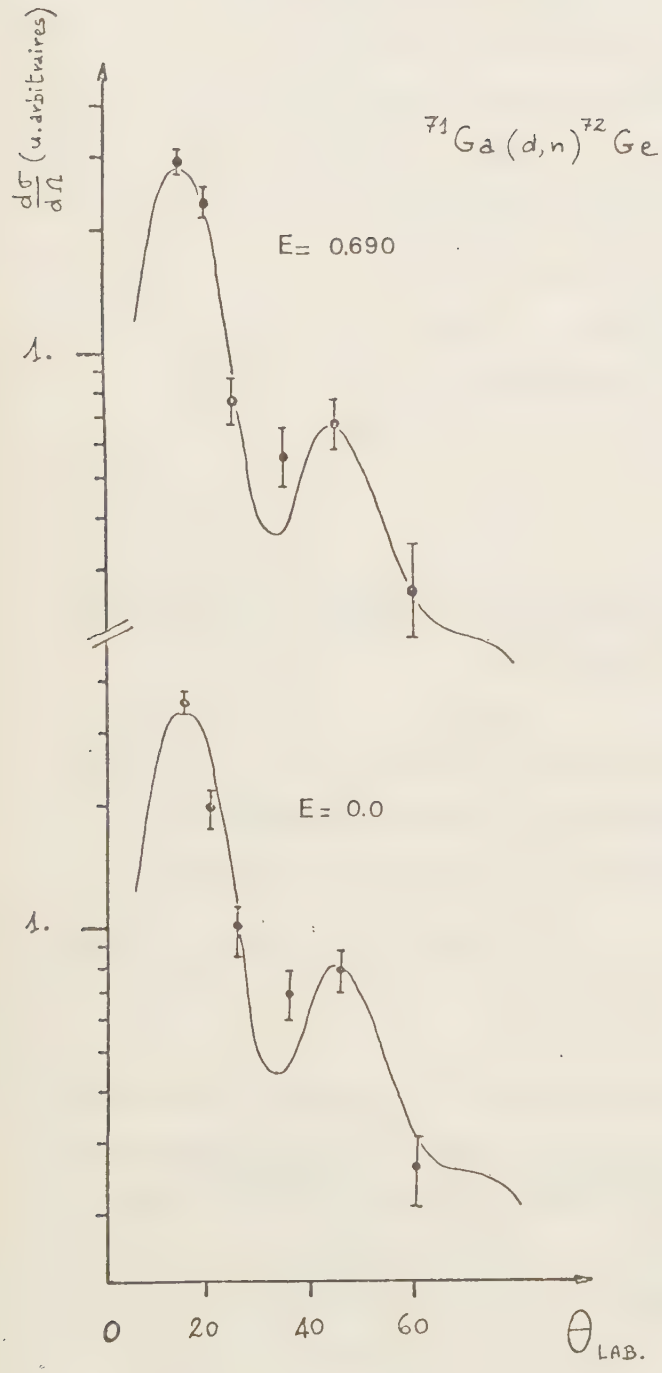

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (u. arbitraires)
$^{71}Ga(d,n)^{72}Ge$
E= 0.690
1.
E= 0.0
1.
0
20
40
60
$\theta_{LAB.}$

Fig. 8

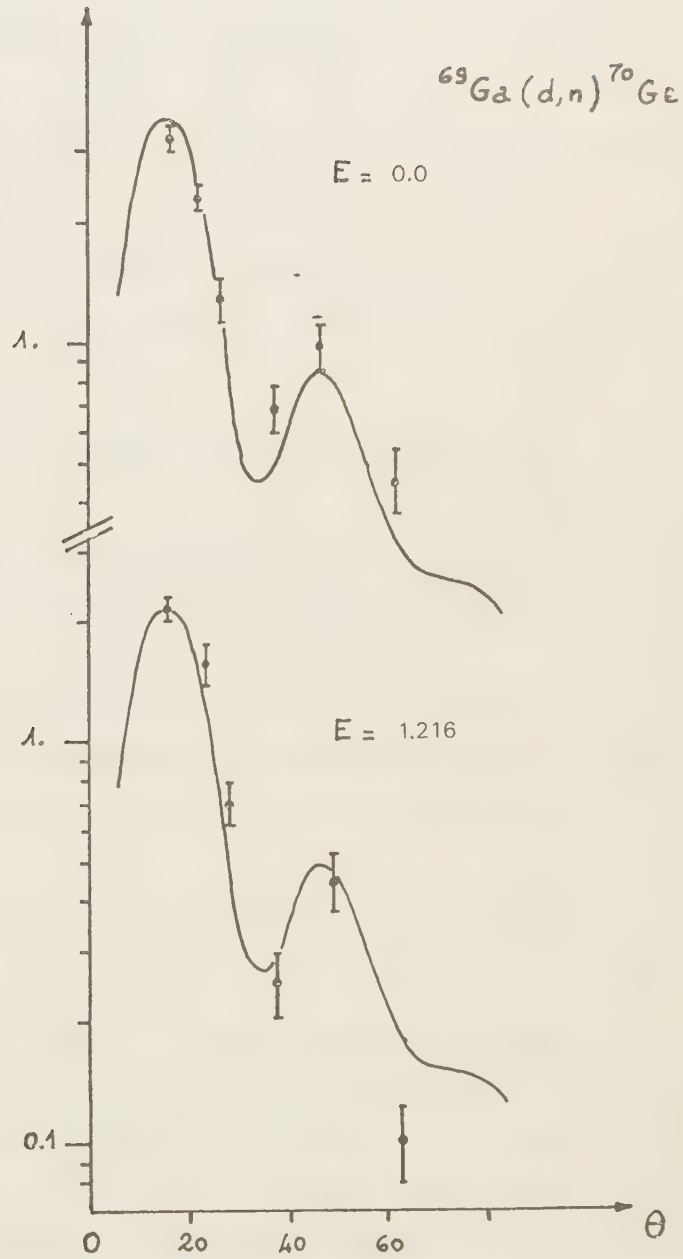

$^{69}Ga(d,n)^{70}Ge$
E = 0.0
1.
E = 1.216
1.
0.1
0
20
40
60
θ

Fig. 9

Les facteurs spectroscopiques déduits (normalisés au fondamental) en supposant un transfert 2p 3/2 sont rassemblés dans la table IV.

TABLE IV

	^{72}Ge		^{70}Ge	
E_x (MeV)	0.0	0.690	0.0	1.216
C^2S	1 (norm.)	0.6	0.7	0.4

III - 3 - ÉTUDE DE LA RÉACTION ^{69}Ga (d, n) ^{70}Ge

Dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment, la réaction Ga (d, n) Ge a été réalisée sur une cible de Ga naturel (60 % ^{69}Ga + 40 % ^{71}Ga).

Nous avons pu alors isoler les contributions dues au fondamental et au niveau à 1.216 MeV de ^{70}Ge. Leurs distributions angulaires sont rassemblées sur la figure 9 et correspondent à un moment de transfert $\ell = 1$ en accord avec les valeurs $J^{\pi} = 0^+$ connues pour ces deux niveaux.

Nous reportons dans la table IV les facteurs spectroscopiques déduits, normalisés au fondamental de ^{72}Ge.

Malgré la résolution insuffisante, inhérente à toute expérience (d, n) réalisée à cette énergie et sur un isotope aussi lourd, le but principal de ce travail, à savoir l'étude des premiers niveaux 0^+ a pu être atteint. La table IV montre que nous confirmons les résultats obtenus à l'aide de la réaction ^{71}Ga (^{3}He, d) ^{72}Ge et la normalisation obtenue pour les niveaux 0^+_1 et 0^+_2 de ^{70}Ge à l'aide de la cible de Ga naturel s'est révélée en bon accord avec celle que nous trouvons en (^{3}He, d).

III - 4 - ÉTUDE DE LA RÉACTION ^{69}Ga (^{3}He, d) ^{70}Ge

Comme pour ^{72}Ge, le schéma de niveaux de 70Ge apparaissait mal connu.

Les trois premiers niveaux excités ont d'abord été étudiés dans le schéma de désintégration β^- de ^{70}Ga par BUNKER et ALBURGER (BU 57) (AL 58). Quelques études en (d, d′) et (n, n′γ) ont permis d'observer jusqu'à 2 MeV les six premiers niveaux de ^{70}Ge (KR 67) (CH 70). En raison d'une différence de masse atomique fournissant un Q (β) assez élevé, les études du schéma de désintégration β^+ de ^{70}As par VITMAN (VI 67) BORN (63) et surtout de RUITER (DE 68) et VAN PATTER (VA 67) ont permis de mettre en évidence un grand nombre de niveaux jusqu'à 5.47 MeV d'excitation.

Des expériences en diffusion inélastique de protons (p, p′) ou (p, p′γ) par BROWN (BR 67), CURTIS (CU 70) et HINRICHSEN (Hi 69) ont permis d'observer des niveaux d'énergie jusqu'à 4.727 MeV en bon accord avec les précédents.

Il ressort de toutes ces données expérimentales (AL 72) que seuls 4 niveaux excités reçoivent des attributions de spin et parité bien établies : le niveau 0^+_2 à 1.216 MeV, les deux premiers niveaux 2^+ à 1.040 et 1.708 MeV et un niveau $J^\pi = 4^+$ à 2.153 MeV. Treize niveaux entre 1.7 et 3.2 MeV reçoivent par ailleurs des valeurs possibles de spin émanant pour la plupart des expériences d'HINRICHSEN (Hi 69).

Tout récemment, BALL et al. (BA 74) ont étudié la réaction ^{72}Ge (p, t) ^{70}Ge à Ep = 20 MeV et confirment trois valeurs de spin et parité :

$J^\pi = 2^+$ (Ex = 2.157)
$J^\pi = 0^+$ (Ex = 2.307)
$J^\pi = 3^-$ (Ex = 2.562)

A - DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DES ÉNERGIES D'EXCITATION

Deux spectres correspondant aux deutons observés à un angle de 21° pour deux champs magnétiques successifs sont présentés sur la figure 10. La table V montre la correspondance entre le numéro figurant au-dessus des pics et l'énergie d'excitation dans ^{70}Ge. On a reporté par ailleurs dans cette table les énergies connues antérieurement et issues de la compilation de K.R. ALVAR (AL 72).

Soixante-deux niveaux de ^{70}Ge sont peuplés de manière significative entre 0 et 5.145 MeV. Seize d'entre eux sont observés pour la première fois, les premiers apparaissant à 3.733 -

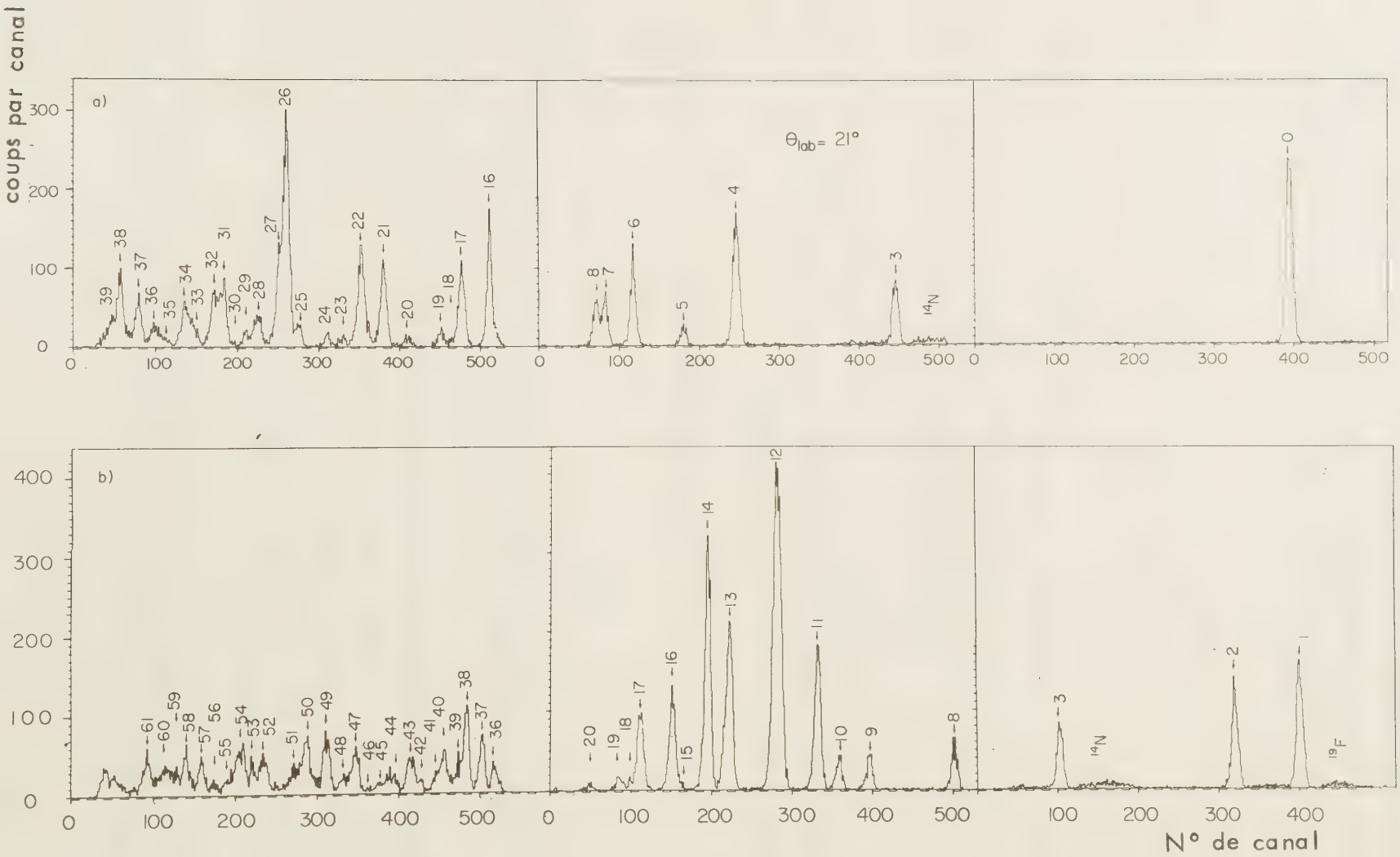


Fig. 10.– Spectre de la réaction $^{69}Ga(^{3}He,d)^{70}Ge$.

TABLE V

Niveaux observés au cours de la réaction $^{69}Ga(^{3}He,d)^{70}Ge$ à 25 MeV

Présent travail				Littérature[a]		$(2J+1)C^2S$		Présent travail		
Niveau N°	E_x (MeV)	ℓ	J^{π} [c]	E_x (MeV)	J^{π}	2p 3/2[b]	1f 5/2	1g 9/2	2d 5/2	3s 1/2
0	0.0	1	0^+-3^+	0.0	0^+	2.0				
1	1.040	1 + 3	1^+-3^+	1.0396	2^+	0.96	0.96			
2	1.216	1	0^+-3^+	1.2158	0^+	0.87				
3	1.709	1 + 3	1^+-3^+	1.7080	2^+	0.39	0.48			
				2.1530	(4^+)					
4	2.157	1 + 3	1^+-3^+	2.1568	$2^{(+)}$	0.81	0.66			
5	2.307	1(+3)	$\underline{0}^+-3^+$	2.3071	(0^+)	0.13	< 0.03			
6	2.452	3(+1)	1^+-5^{+e}	2.4516	(3)	< 0.07	2.27			
7	2.535	1 + 3	1^+-3^+	2.5355		0.16	0.62			
8	2.563	4(+2)	2^--6^-	2.5623	(3^-)			1.31	< 0.09	
9	2.808	3	1^+-5^{+e}	2.8067	(4)		1.14			
10	2.888	1(+3)	$\underline{0}^+-3^+$	2.8871	(0)	0.22	< 0.05			
11	2.941	1 + 3	1^+-3^{+f}	2.9453	(1,2)	0.37	2.71			
12	3.053	3(+1)	1^+-5^{+e}	{3.0468 {3.0592	(3^+) (4^+)	< 0.25	11,7			
				3.1072	(0)					
13	3.182	1 + 3	1^+-3^+	3.1810		0.84	1.55			
14	3.243	1 + 3	1^+-3^+	3.2406	(1)	1.22	1.0			
15	3.314	2(+4)	0^--4^{-g}	3.3147				<0.02	0.07	
16	3.335	1(+3)	$\underline{0}^+-3^+$	3.3356		0.59	< 0.14			
17	3.422	1 + 3	1^+-3^+	3.419		0.36	0.45			
18	3.452			3.456						
19	3.481	1 + 3	1^+-3^+	3.4823		0.05	0.12			
20	3.567	4(+2)	2^--6^-	3.570				0.21	< 0.02	
21	3.628	1(+3)	$\underline{0}^+-3^+$	3.6317		0.49	0.12			
22	3.687	1 + 3	1^+-3^+	3.691		0.51	0.63			
23	3.733	1 + 3	1^+-3^+			0.05	0.03			
24	3.775	1 + 3	1^+-3^+	3.777		0.03	0.18			
25	3.854	4+2(+0)	2^--4^-	3.857				0.41	0.02	< 0.02
26	3.888	1 + 3	1^+-3^+	3.891		0.82	1.52			
27	3.903	1 + 3	1^+-3^+	3.9039		0.31	0.26			
28	3.964	4+2(+0)	2^--4^-	3.959				0.74	0.04	< 0.02
29	3.995			3.990						
30	4.024									
31	4.060	1 + 3	1^+-3^+	4.062		0.27	0.15			
32	4.080	1 + 3	1^+-3^+			0.20	0.31			

TABLE V (suite)

Présent travail				Littérature[a]		$(2J+1)C^2S$		Présent travail		
Niveau N°	E_x (MeV)	ℓ	$J^{\pi\,c}$	E_x (MeV)	J^{π}	$2p\,3/2^b$	$1f\,5/2$	$1g\,9/2$	$2d\,5/2$	$3s\,1/2$
33	4.129	4+2+0	2^-	4.132				1.03[d]	0.02	0.02
34	4.157	1 + 3	$1^+ - 3^+$	4.153		0.26	0.22			
35	4.212			4.219						
36	4.238	1 + 3	$1^+ - 3^+$	4.242		0.09	0.27			
37	4.287	1 + 3	$1^+ - 3^+$	4.282		0.22	0.26			
38	4.330	4+2(+0)	$2^- - 4^-$	4.334				1.37	0.07	<0.03
39	4.352	4+2(+0)	$2^- - 4^-$	4.357				0.80	0.04	<0.03
40	4.391	1 + 3	$1^+ - 3^+$	4.392		0.20	0.37			
41	4.419	4 + 2	$2^- - 4^-$	4.421				0.08	0.09	
42	4.446			4.448						
43	4.473	1 + 3	$1^+ - 3^+$	4.475		0.12	0.48			
44	4.520	4 + 2	$2^- - 4^-$	4.520				0.53	0.05	
45	4.555			4.557						
46	4.574			4.578						
47	4.613	1 + 3	$1^+ - 3^+$			0.12	0.48			
48	4.642	4+2(+0)	$2^- - 4^-$	4.641				0.40	0.04	<0.02
49	4.687	4+2(+0)	$2^- - 4^-$	4.689				2.09	0.13	<0.04
50	4.736	(4+2+0)	$(2^- - 4^-)$					(1.14)	(0.13)	(0.04)
51	4.768	4+2(+0)	$2^- - 4^-$					0.56	0.06	<0.03
52	4.847	4+2(+0)	$2^- - 4^-$					0.74	0.08	<0.03
53	4.877	4+2+0	2^-					1.03[d]	0.03	0.02
54	4.905	(4+2+0)	$(2^- - 4^-)$					(1.01)	(0.11)	(0.05)
55	4.943	4+2(+0)	$2^- - 4^-$					0.47	0.05	<0.03
56	4.979	4+2(+0)	$2^- - 4^-$					0.23	0.03	<0.01
57	5.008	4+2+0	2^-					1.43[d]	0.04	0.03
58	5.048	4+2+0	2^-					1.79[d]	0.02	0.01
59	5.078	1 + 3	$1^+ - 3^+$			0.08	0.02			
60	5.102	1 + 3	$1^+ - 3^+$			0.12	0.02			
61	5.145	(4+2+0)	$(2^- - 4^-)$					(0.79)	(0.09)	(0.04)

a Ref. (AL 72)
b Pour un transfert 2 p 1/2, S 1/2 ~ 1.17 S 3/2
c Les valeurs soulignées sont les valeurs les plus probables
d Facteurs spectroscopiques calculés dans l'hypothèse d'un transfert g 7/2
e $J^{\pi} = 4^+$ est l'assignation la plus probable
f $J^{\pi} = 1^+ - 2^+$ " " "
g $J^{\pi} = (1)^-$: valeur possible.

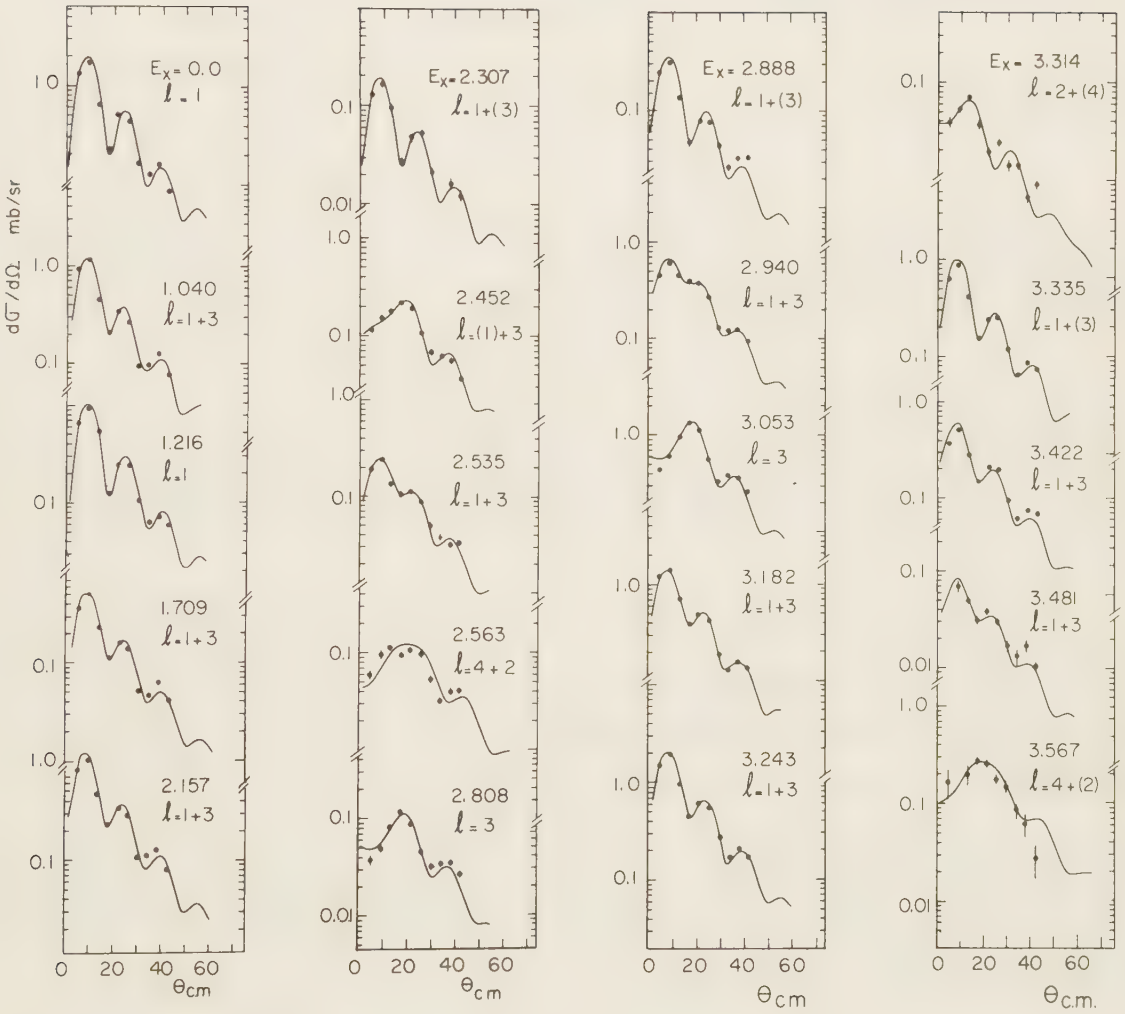


Fig. 11a.– $^{69}Ga(^{3}He, d)^{70}Ge$

4.024 – 4.613 MeV ; tous les niveaux observés au-dessus de 4.7 Mev sont nouveaux.

La table V fait apparaître un excellent accord entre les énergies mesurées et celles déterminées à partir des différentes expériences que nous avons rappelées ci-dessus.

L'absence de niveaux parasites dûs à l'isotope ^{72}Ge a été contrôlée par comparaison directe avec le spectre obtenu par réaction ^{71}Ga (^{3}He, d) ^{72}Ge.

B - MESURE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

Les distributions angulaires mesurées au cours de cette étude sont rassemblées sur la figure 11.

Nous les analyserons selon la caractéristique du moment de transfert qui leur est associé comme nous l'avons fait pour ^{72}Ge.

1) - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES $\ell = 1$ ET POSSIBILITÉ DE NIVEAUX $J^{\pi} = 0^{+}$ à 2.307 - 2.888 et 3.628 MeV

Les transitions vers le fondamental (0^{+}_{1}) et le niveau excité à 1.216 MeV sont très bien reproduites par des distributions $\ell = 1$.

En-dehors de ces deux cas, il apparaît quatre niveaux à 2.307- 2.888 – 3.628 et 3.335 MeV peuplés par une distribution angulaire de moment $\ell = 1$ pur (i. e. une faible composante d'intensité relative inférieure à 20 % peut être présente sans changer l'accord avec la distribution expérimentale).

Ceci nous fournit les caractéristiques $J^{\pi} = 0^{+} - 3^{+}$ pour ces quatre niveaux. Pour les mêmes raisons que dans ^{72}Ge, c'est seulement parmi ces transitions qu'un état 0^{+} a pu être observé au cours de cette étude.

Les niveaux à 2.307 et 2.888 MeV avaient été effectivement proposés comme niveaux (0^{+}) possibles par HINRICHSEN (Hi 69) en se basant sur l'anisotropie des sections efficaces (p, p') mesurées à 90° et 50°.

De plus, BALL (BA 74) a pu observer très récemment une transition L = 0 vers le niveau à 2.307 MeV au cours de la réaction ^{72}Ge (p, t) ^{70}Ge.

Cet ensemble de faits semble donc bien signifier que ces deux niveaux soient caractérisés par $J^{\pi}=0^{+}$. De plus, ceci confirme vraisemblablement la validité de nos arguments utilisés dans des conditions similaires à propos des niveaux à 2.029 – 2.897 et 3.614 MeV de ^{72}Ge.

Les niveaux à 3.335 et 3.628 MeV avaient été vus pour la première fois par HINRICHSEN et BROWN en (p, p'γ) et (p, p') (Hi 69) (BR 67). Les distributions angulaires que nous mesurons s'accordent bien avec un calcul $\ell = 1$. Ces niveaux sont des 0^{+} possibles. Nous noterons à ce sujet l'analogie entre l'un de ces 2 niveaux et le niveau à 3.614 MeV dans ^{72}Ge, à la fois pour la valeur de l'énergie d'excitation et pour le facteur spectroscopique trouvé (voir tables III et V).

2) - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES $\ell = 3$ ET RECHERCHE DE NIVEAUX $J^{\pi} = 4^{+}$

Trois distributions $\ell = 3$ sont observées dans cette étude ; il s'agit des transitions vers les niveaux à 2.808 – 2.452 – 3.053. Pour les mêmes raisons que dans ^{72}Ge, il serait possible de proposer $J^{\pi}=(4)^{+}$ pour ces niveaux.

Le niveau à 2.808 MeV était effectivement connu comme $J^{\pi} = (4)^{\pm}$ (AL 72) à la suite des travaux de DE RUITER et HINRICHSEN (DE 68) (Hi 69).

Nos résultats sont donc nouveaux en ce qui concerne la parité de ce niveau et l'hypothèse $J^{\pi} = 4^{+}$ semble confirmée.

L'hypothèse $J^{\pi} = (4)^{+}$ pour le niveau à 2.452 MeV semble se heurter aux résultats expérimentaux antérieurs $J = 3$. (Hi 69) (DE 68) : une légère remontée à l'avant de notre distribution expérimentale pourrait signifier en effet la contribution d'une légère composante $\ell = 1$ estimée à 3-4 % (voir table V).

Notre travail apporte cependant comme résultat nouveau la parité $\pi = +$ pour ce niveau.

En ce qui concerne le niveau que nous observons à 3.053 MeV, il s'agit en fait d'un doublet connu (AL 72) (Hi 69) :

3.0468 $J^{\pi} = (\underline{3}^{+} - 4^{+})$

3.0592 $J^{\pi} = (4^{+})$

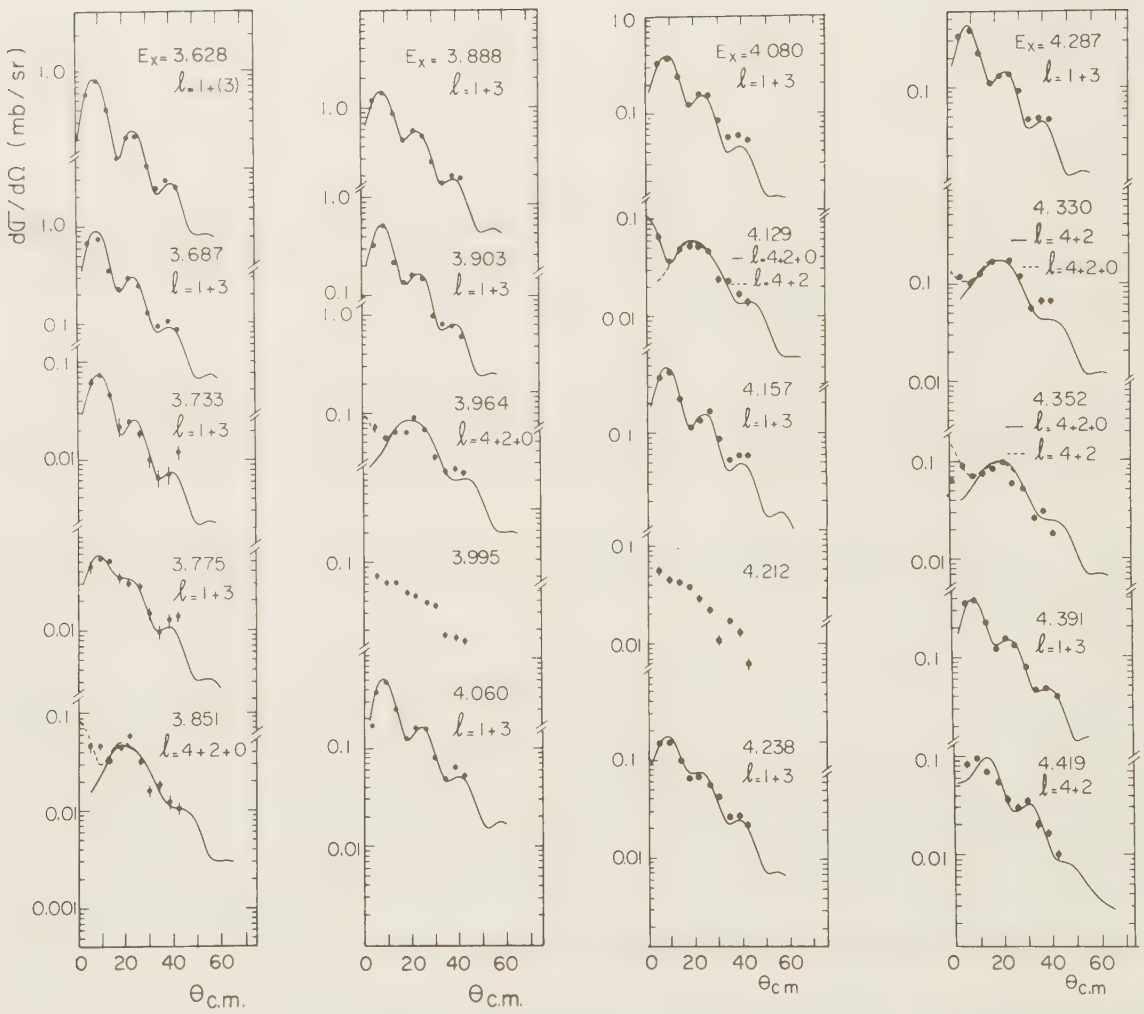


Fig. 11b.— $^{69}Ga(^{3}He, d)^{70}Ge$

que nous ne pouvions pas séparer. Nous pouvons estimer une limite supérieure ($\sim 2\,\%$) à la contribution éventuelle d'une composante $\ell = 1$ dans cette transition (table V).

Une très forte proportion de l'intensité totale $\ell = 3$ mesurée pour cette réaction est observée sur ce doublet : de ce point de vue, l'analogie est frappante avec les deux niveaux à 3.073 MeV, $J = (4)^+$ et 3.094 MeV, $J^\pi = 1^+ - 3^+$ de ^{72}Ge (voir table III).

Nous proposons donc comme conclusions :

- une parité positive sans ambiguité possible, pour les deux membres de ce doublet, ce qui constitue un résultat nouveau.
- $J = 4$ pour le niveau à 3.059 MeV
- $J = \underline{3}$ ou 4 pour le niveau à 3.046 MeV.

Nous ajouterons que les mesures en ^{72}Ge (p, t) ^{70}Ge de BALL et al. (BA 74) fournissent également une distribution L = 4 pour ce doublet.

Une quatrième transition $\ell = 3$ aurait pu être observée au cours de la présente étude : il s'agit du premier niveau 4^+ connu à 2.153 MeV. Par analogie avec le niveau 4^+_1 de ^{72}Ge (10 μb/sr), ce niveau est sans doute très faiblement peuplé et totalement inaperçu ici en raison de la proximité de la forte transition à 2.157 MeV ($\ell = 1 + 3$).

En conclusion, il est à remarquer que ce type de distribution angulaire $\ell = 3$ se retrouve à des énergies similaires et en nombre identique dans ^{72}Ge et ^{70}Ge.

3) - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES $\ell = 1 + 3$

Les deux premiers niveaux 2^+ connus à 1.040 et 1.709 MeV sont peuplés avec un mélange $\ell = 1 + 3$ les proportions de $\ell = 1$ et $\ell = 3$ étant voisines pour chacun de ces deux niveaux.

Le niveau à 2.157 était connu avec $J^\pi = 2^{(+)}$ (AL 72). La parité positive est ici déterminée sans aucune ambiguité possible. Ce niveau apparaît donc comme le troisième niveau 2^+ de ^{70}Ge.

Aucune caractéristique de spin ou parité n'avait été retenue (AL 72) pour le niveau à 2.535 MeV. La distribution angulaire $\ell = 1 + 3$ obtenue pour ce niveau nous permet de proposer sans ambiguité $J = 1 - 3$ et une parité positive. Nous noterons toutefois que HINRICHSEN trouvait

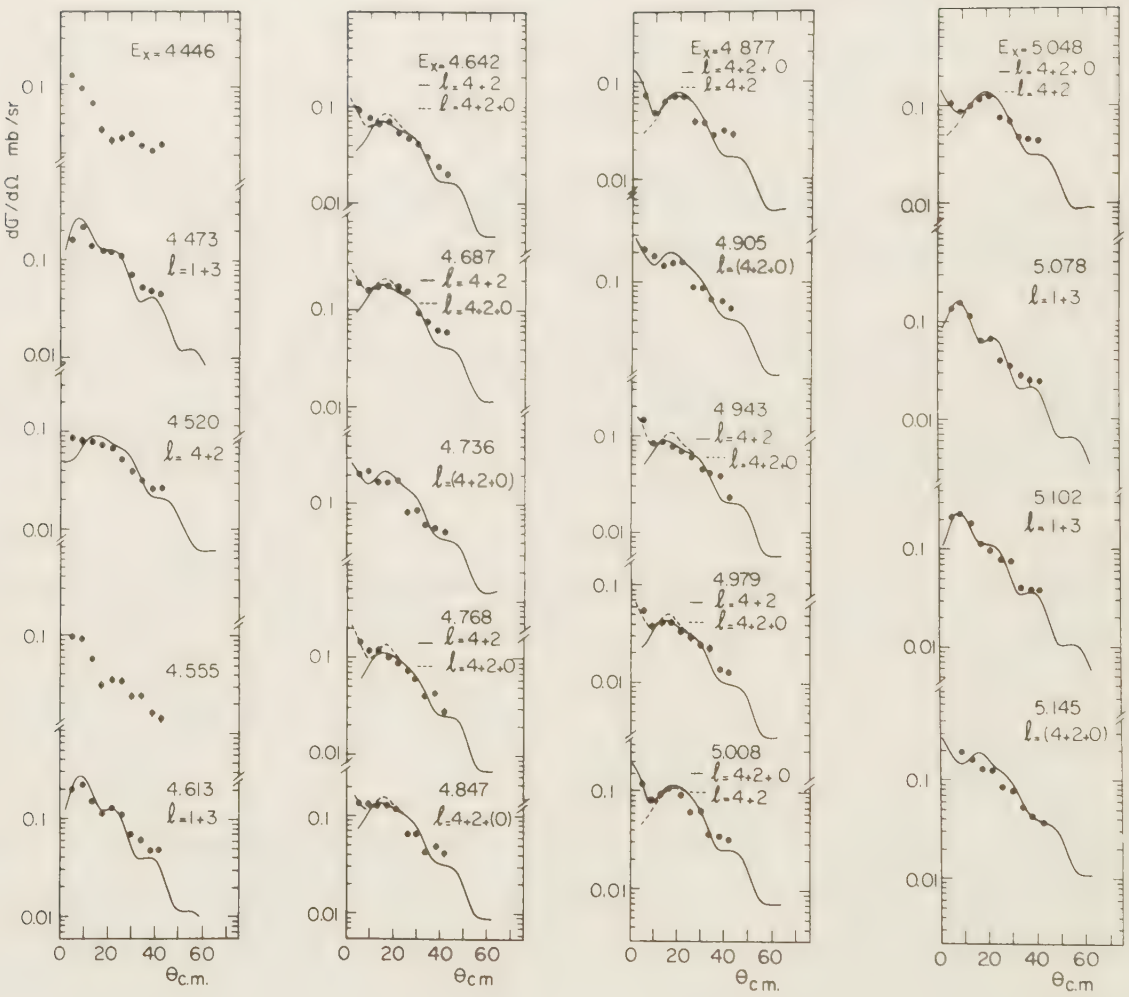


Fig. 11 c.— $^{69}Ga(^{3}He,d)^{70}Ge$.

une section efficace de diffusion (p,p′) compatible avec la valeur J = 1 ou 2 pour ce niveau.

Notre proposition $J = 1^+ - 3^+$ pour le niveau à 2.941 MeV s'accorde bien avec la proposition J = 1 ou 2 de HINRICHSEN. La parité positive que nous mettons en évidence constitue un résultat nouveau. Nous pouvons retenir pour ce niveau : $J^\pi = 1^+ - 2^+$.

Le niveau à 3.243 MeV avait reçu une proposition J = (1) de la part de HINRICHSEN qui pourrait se trouver confirmé par notre résultat $J^\pi = 1^+ - 3^+$.

Outre les niveaux que nous venons d'énumérer, et pour lesquels des propositions de spin existaient déjà, nous observons dix-huit niveaux peuplés par un moment $\ell = 1 + 3$ entre 3.18 et 5.15 MeV. Parmi ceux-ci, treize avaient déjà été vus soit en (p, p′), soit dans le spectre de désintégration de ^{70}As mais n'avaient pu recevoir aucune attribution de spin. Notre travail fournit une parité positive pour l'ensemble de ces niveaux et les limites J = 1 - 3.

Les niveaux de ^{70}Ge à 3.733 – 4.080 – 4.613 – 5.078 et 5.102 MeV sont mentionnés pour la première fois. Nos résultats fournissent pour ces niveaux $J^\pi = 1^+ - 3^+$.

4) - DISTRIBUTIONS ℓ = 2 + 4 ET NIVEAUX DE PARITÉ NÉGATIVE

Le niveau à 2.563 MeV apparaît ici alimenté par une transition $\ell = 4(+2)$, ce qui implique $J^\pi = 2^- - 6^-$. Ceci confirme sans équivoque la proposition $J = (3^-)$ (AL 72) (Di 63) (Hi 69) (KR 67) basée sur une section efficace très importante observée en (d, d′) et (p, p′).

Le niveau à 3.314 MeV est peuplé par un transfert $\ell = 2\ (+4)$, ce qui conduit aux limites $J = 0^- - 4^-$ pour ce niveau. L'absence possible de composante $\ell = 4$ pourrait restreindre celles-ci à $J^\pi = 1^- - 2^-$ (si c'est la sous couche $d\,5/2$ qui est supposée intervenir). HINRICHSEN avait proposé la valeur J = (1) pour ce niveau:dans cette hypothèse, il pourrait s'agir d'un niveau $J^\pi = (1)^-$.

Nous observons par ailleurs dix-huit niveaux alimentés par une transition $\ell = 2 + 4$ ou $\ell = 2 + 4 + (0)$ entre 3.56 et 5.15 MeV. Parmi ces niveaux, dix apparaissent comme des nouveaux niveaux d'énergie de ^{70}Ge.

Il s'agit des niveaux à 4.736 – 4.768 – 4.847 – 4.877 – 4.905 – 4.943 – 4.979 – 5.008 – 5.048 et 5.145 MeV.

Nous leur attribuons une parité négative $\pi = -$. Les limites de spin sont par ailleurs fixées à $J = 2 - 4$.

Comme dans le cas de ^{72}Ge, il nous semble toutefois que la présence d'une faible composante $\ell = 0$ soit à retenir pour quelques-unes de ces transitions, soit les 4 transitions à 4.129 – 4.877 – 5.008 – 5.048 MeV. Etant donné que cette possibilité impliquerait l'intervention de la sous couche g7/2, la valeur $J^{\pi} = 2^{-}$ reste la seule possible. Les facteurs spectroscopiques de la table V correspondant à ces niveaux sont calculés dans cette hypothèse.

III - 5 - ETUDE DE LA RÉACTION ^{75}As (^{3}He, d) ^{76}Se

Les principales expériences ayant permis de préciser le schéma des niveaux excités de ^{76}Se sont les études des désintégrations de ^{76}Br par LADENBAUER (LA 71) et DZHELEPOV (DZ 69) et de ^{76}As étudiées par MURRAY (MU 67) puis presque simultanément par plusieurs auteurs : IIZAWA (II 71), Mc MILLAN (Mc 71), FUNEL (FU 72), ARDISSON (AR 72), MORCOS (MO 71).

Des niveaux ont pu ainsi être proposés jusqu'à 4.5 MeV d'excitation. Les premiers niveaux avaient été étudiés antérieurement, en particulier par les réactions ^{77}Se (d, t) (LI 65c), Se (d, d′) (LI 65b), Se(p, p′) (DA 62) (HE 70) (VA 61) et les expériences d'excitation coulombienne de BYGRAVE (BY 65) et STELSON (ST 62).

Nous signalerons enfin la mise en évidence de quasi bandes rotationnelles par les expériences plus récentes de LIEDER et WYCKOFF (LI 70) (WY 73).

Aucune compilation récente n'existe pour ^{76}Se comme c'était le cas pour ^{72}Ge et ^{70}Ge. Il ressort néanmoins des travaux précédemment cités les caractéristiques suivantes :

- Trois niveaux $J^{\pi} = 2^{+}$ sont bien connus à 0.559 – 1.216 et 1.788 MeV ;
- le premier niveau excité 0_2^{+} se situe à 1.122 MeV (c'est donc le troisième niveau excité) ;
- deux niveaux 4^{+} semblent bien établis à 1.331 et 2.026 MeV ;
- enfin, un niveau 3^{-} est connu à 2.430 MeV.

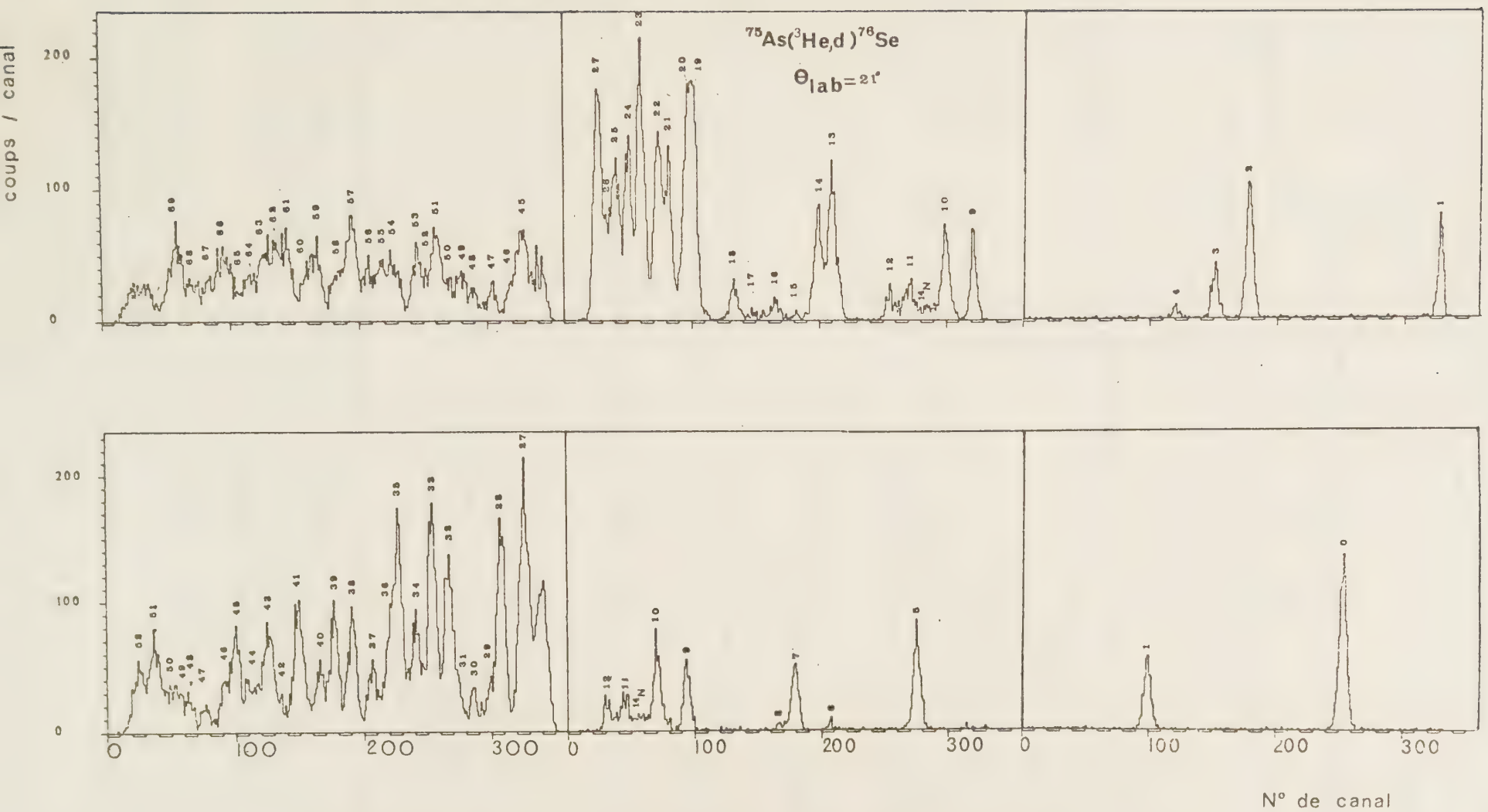


Fig. 12.– Spectre en énergie de la réaction $^{75}As(^{3}He, d)^{76}Se$.

En-dehors de ces sept niveaux, on trouve une dizaine de propositions de spin ou parité (pour des niveaux jusqu'à 2.5 MeV) qui demandent encore confirmation. Ces informations sont rassemblées dans la table VI qui contient par ailleurs dans ses premières colonnes nos résultats expérimentaux.

A - DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DES ÉNERGIES D'EXCITATION

La figure 12 montre un exemple de spectre obtenu à 21° pour deux champs magnétiques successifs. Sur la zone d'énergie couverte, soit 5,1 MeV, soixante-dix niveaux ont pu être identifiés : la table VI montre la correspondance avec les énergies d'excitation mesurées.

Un excellent accord apparaît avec les énergies données dans la littérature même pour les derniers niveaux connus entre 3.5 et 4.5 MeV (ceux-ci ont été mentionnés principalement par LADENBAUER (LA 71).

Par ailleurs, la table VI fait apparaître dans nos résultats quarante-six niveaux d'énergie nouveaux. Ce sont les niveaux à 2.616 – 2.830 – 2.923 – 3.022 – 3.086 – 3.198 – 3.212 et la plupart des niveaux au-dessus de 3.345 MeV.

B - MESURE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

La figure 13 rassemble les distributions mesurées au cours de l'étude de cette réaction. Nous les analysons maintenant suivant la nature du moment de capture qui les caractérise.

1) - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES $\ell = 1$ ET RECHERCHE DE NIVEAUX $J^{\pi} = 0^{+}$

Les transitions vers le fondamental et le niveau connu $J^{\pi} = 0^{+}$ à 1.122 MeV sont bien reproduites par une transition calculée avec un moment de transfert $\ell = 1$. Le fondamental (0^{+}_{1}) reste la transition 2p la plus importante du spectre observé, tandis que le niveau 0^{+}_{2} a une intensité voisine de 60 % de celle du fondamental.

Par ailleurs, le niveau à 3.790 MeV est observé pour la première fois et une transition $\ell = 1$ quasi pure semble bien interpréter la distribution angulaire mesurée. Cette transition est de plus relativement intense $\left[(2J+1)C^{2}S \sim 0.7\right]$. Nous proposons pour ce niveau $J^{\pi} = 0^{+} - 3^{+}$ pour les raisons déjà exposées à propos de $^{70,72}Ge$.

TABLE VI

Niveaux observés au cours de la réaction $^{75}As(^{3}He,d)^{76}Se$ à 25 MeV

Présent travail				Littérature[a]		$(2J+1)C^2S$		Présent travail		
Niveau N°	E_x (MeV)	ℓ	J^{π} [c]	E_x (MeV)	J^{π}	$2p\,3/2$ [b]	$1f\,5/2$	$1g\,9/2$	$2d\,5/2$	$3s\,1/2$
0	0	1	0^+-3^+	0	0^+	1.04				
1	0.558	1 + 3	1^+-3^+	0.559	2^+	0.16	0.89			
2	1.122	1	0^+-3^+	1.1224	0^+	0.58				
3	1.216	1 + 3	1^+-3^+	1.2163	2^+	0.21	0.05			
4	1.334	3	1^+-5^+	1.331	4^+		0.21			
				1.690	(3^+)					
				1.780	(1^+)					
5	1.7905	1 + 3	1^+-3^+	{1.788	2^+	0.34	0.41			
				{1.791						
				1.883	$(0,3,4)^+$					
				1.942						
6	2.029	3	1^+-5^+	2.026	4^+		0.15			
				2.048						
				2.059						
				2.088						
7	2.128	$1 + 3^{+f}$		2.1275	$(1-3)^{\pm}$	0.13	0.73			
8	2.168	1 + 3	1^+-3^+	2.1715		0.03	0.01			
				2.21						
				2.264	(6^+)					
				2.29	$\pi=-$					
				2.347	$(2,3,4)^+$					
				2.364	$(2,3,4)^+$					
				2.389						
9	2.433	4	2^--6^-	2.430	3^-			1.32		
				2.446						
				2.454						
10	2.517	1 + 3	1^+-3^+	2.514	$\pi=+$	0.24	0.10			
				2.527						
				2.542	$(1^-,2^-,3^-)$					
11	2.616	3	1^+-5^{+e}				0.60			
				2.656						
12	2.671	2 + 4	2^--4^-	2.6701				0.23	0.15	
13	2.830	4(+0)	2^--4^-					2.35		< 0.04
14	2.862	4 + 2	2^--4^-	(2.866)				1.73	0.18	
				2.890						
15	2.923	3	1^+-5^{+e}				0.14			
16	2.956	4(+2)	3^--6^-	2.949				0.34	<0.02	
				2.990						
17	3.022	1 + 3	1^+-3^+			0.03	0.03			
				3.068						

TABLE VI (suite)

Présent travail				Littérature[a]		$(2J+1)C^2S$		Présent travail		
Niveau N°	E_x (MeV)	ℓ	J^π	E_x (MeV)	J^π	$2p\ 3/2$[b]	$1f\ 5/2$	$1g\ 9/2$	$2d\ 5/2$	$3s\ 1/2$
18	3.086	1 + 3	1^+-3^+			0.11	0.11			
				3.16						
19	3.198	1 + 3	1^+-3^+			0.32	0.59			
20	3.212	1 + 3	1^+-3^+			0.42	1.82			
21	3.268	4 + 2	2^--4^-	3.272	(8^+)			1.67	0.18	
22	3.295	1 + 3	1^+-3^+	3.30	$(\pi=-)$	0.22	0.89			
23	3.345	1 + 3	1^+-3^+	3.349		0.64	0.64			
24	3.378	1 + 3	1^+-3^+			0.43	0.05			
25	3.417	4	3^--6^-					2.50		
26	3.442	(1 + 3)	$(1^+$-$3^+)$			(0.11)	(0.16)			
27	3.467	1 + 3	1^+-3^+			0.59	1.37			
28	3.530	1 + 3	1^+-3^+	3.54		0.65	0.28			
29	3.558	(1 + 3)	$(1^+$-$3^+)$			(0.08)	(0.56)			
30	3.598	1 + 3	1^+-3^+	3.600		0.08	0.18			
31	3.634	(1 + 3)	$(1^+$-$3^+)$			(0.08)	(0.32)			
32	3.659	1 + 3	1^+-3^+			0.20	1.83			
33	3.700	1 + 3	1^+-3^+			0.49	1.16			
34	3.741	1 + 3	1^+-3^+			0.30	0.71			
35	3.790	1(+3)	0^+-3^+			0.66	< 0.16			
36	3.808	1 + 3	1^+-3^+			0.32	0.17			
37	3.856	1 + 3	1^+-3^+			0.21	0.85			
38	3.908	1 + 3	1^+-3^+	3.910		0.23	0.93			
				3.940						
39	3.955	1 + 3	1^+-3^+			0.14	0.94			
40	3.997	1 + 3	1^+-3^+			0.11	0.62			
				4.030						
41	4.054	1 + 3	1^+-3^+			0.44	0.67			
42	4.103	4 + 2(+0)	2^--4^-					0.42	0.02	<0.01
43	4.137	1 + 3	1^+-3^+	4.140		0.29	0.43			
44	4.184	{4 + 2 {1 + 3	2^--4^- 1^+-3^+							
45	4.218	1 + 3	1^+-3^+			0.26	0.62			
46	4.250	{4 + 2 {1 + 3	2^--4^- 1^+-3^+	4.27						
47	4.301	4 + 2	2^--4^-					0.24	0.13	

Présent travail				Littérature[a]		(2J+1)C²S		Présent travail		
Niveau N°	E_x (MeV)	ℓ	J^{π} [c]	E_x (MeV)	J^{π}	2p 3/2[b]	1f 5/2	1g 9/2	2d 5/2	3s 1/2
48	4.343	{4+2 1+3	2^--4^- 1^+-3^+							
49	4.375	{4+2 1+3	2^--4^- 1^+-3^+							
50	4.400	1+3	1^+-3^+			0.07	0.30			
				4.41						
51	4.425	1+3	1^+-3^+	4.420		0.18	0.41			
52	4.459	1+3	1^+-3^+			0.08	0.35			
53	4.475			4.49						
54	4.527									
55	4.567			4.570						
56	4.603	1+3	1^+-3^+			0.10	0.57			
57	4.647	1+3	1^+-3^+			0.15	0.60			
58	4.677	2+4	2^--4^-					0.65	0.12	
59	4.729	1+3	1^+-3^+			0.07	0.44			
60	4.755	1+3	1^+-3^+			0.06	0.43			
61	4.814	1+3	1^+-3^+			0.18	0.53			
62	4.836	1+3	1^+-3^+			0.10	0.31			
63	4.858	1+3	1^+-3^+			0.07	0.41			
64	4.911	1+3	1^+-3^+			0.11	0.32			
65	4.938									
66	4.974	1+3	1^+-3^+			0.14	0.81			
67	5.013	1+3	1^+-3^+			0.07	0.30			
68	5.043	2+4	2^--4^-					0.23	0.12	
69	5.091	2+4	2^--4^-					0.47	0.28	
70	5.510									
71	6.005									

[a] *Références : [LA 71, DZ 69, MU 67, II 71, MC 71, FU 72, AR 72, MO 71, LI 65, DA 62, VA 61, ST 62, LI 70, WY 73]*
[b] *Pour un transfert 2p 1/2, S 1/2 = 1.17 x S3/2*
[c] *Les valeurs soulignées sont les plus probables*
[e] *J^{π}= 4^+ est l'assignation la plus probable*
[f] *J^{π}= 1^+, 2^+ " " "*

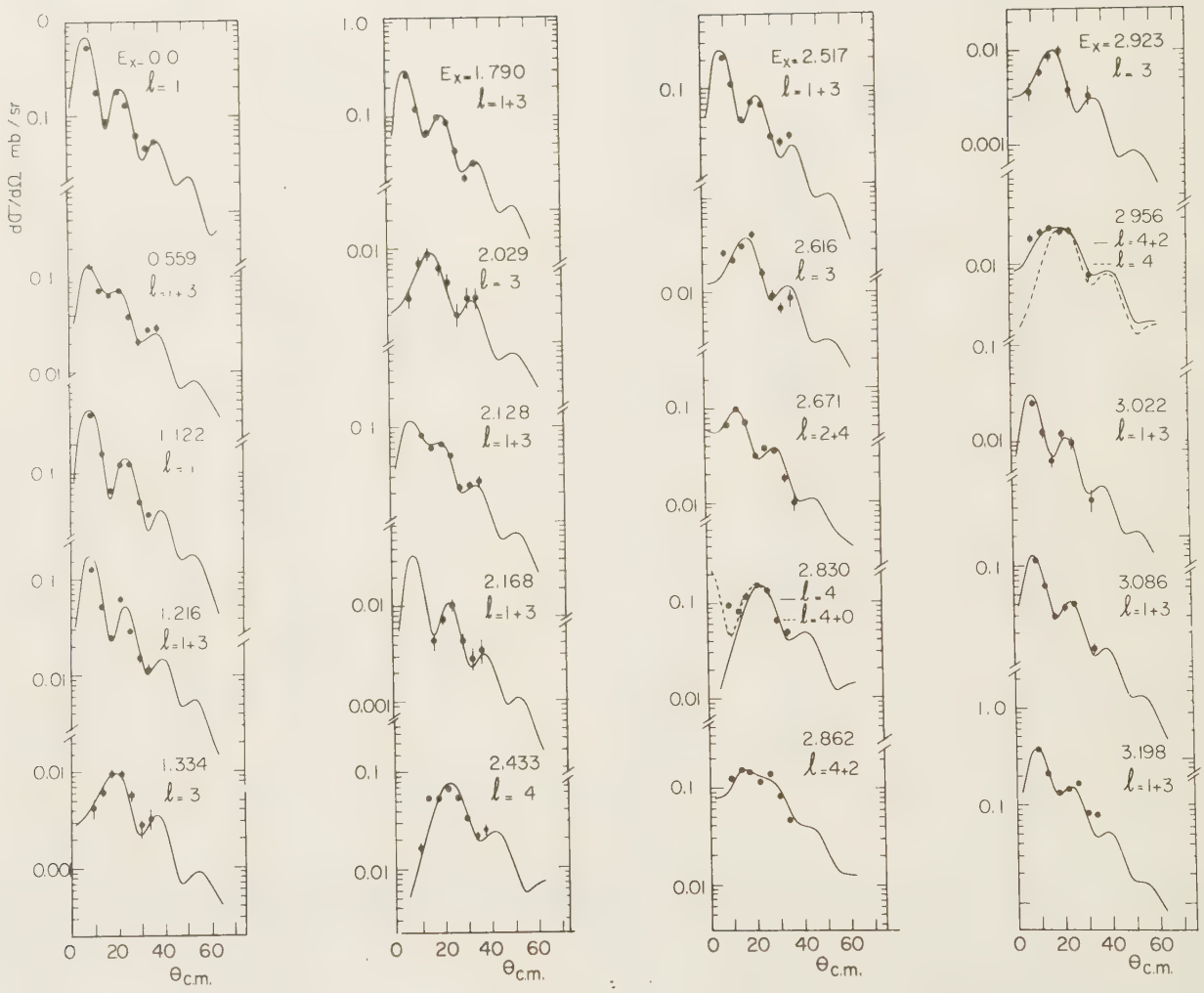


Fig. 13a.— $^{75}As(^{3}He, d)^{76}Se$.

2) – DISTRIBUTIONS ANGULAIRES $\ell = 3$ - POSSIBILITÉ DE NIVEAUX $J^{\pi} = 4^{+}$

Deux niveaux de caractéristiques spectroscopiques $J^{\pi} = 4^{+}$ étaient déjà connus dans ^{76}Se à des énergies de 1.331 et 2.026 MeV respectivement.

Nous observons ces niveaux aux énergies mesurées 1.334 et 2.029 MeV, peuplés par un moment de transfert $\ell = 3$ pur.

Par ailleurs, des transitions $\ell = 3$ sont proposées pour les deux niveaux à 2.616 et 2.923 : il s'agit de niveaux signalés pour la première fois dans ^{76}Se.

Nous proposons pour ces niveaux une parité positive et des limites de spin J = 1-5. Compte tenu de l'absence apparente de composante $\ell = 1$, il se pourrait donc que nous ayons affaire à deux niveaux $J^{\pi} = 4^{+}$.

3) – DISTRIBUTIONS ANGULAIRES $\ell = 1 + 3$

Pour quarante-et-un niveaux d'énergie, les distributions angulaires sont reproduites sans ambiguité par des calculs D.W.B.A. $\ell = 1 + 3$.

Il s'agit, pour les deux premiers, des niveaux connus $J^{\pi} = 2^{+}$ à 0.559 et 1.216 MeV. Le troisième niveau 2^{+} connu est à 1.788 MeV. Nous peuplons par un mélange $\ell = 1 + 3$ un niveau à 1.7905 MeV : il pourrait s'agir de ce niveau 2^{+}.

ARDISSON et FUNEL (AR 72) (FU 72), lors de l'étude du spectre de désintégration de ^{76}As, ont proposé un niveau incertain à 1.791 MeV (soit à 3 keV du précédent) sur la base de l'observation de transitions γ de 575 et 863 keV attribuées à la cascade 2.655 ⟶ 1.791 ⟶ 1.216 MeV.

Etant donné la proximité des deux niveaux à 1.791 et 1.788, nous ne pouvons spécifier lequel est observé ici, ni confirmer le niveau à 1.791 MeV.

Le niveau à 2.128 MeV est également peuplé par un transfert $\ell = 1 + 3$. Etant donné le bon accord de nos énergies mesurées avec celles données dans la littérature, nous pouvons penser qu'il s'agit du niveau à 2.1275 MeV déjà connu (FU 72 – Mc 71 – LA 71 – NA GA 73 – AR 72). De plus, FUNEL et ARDISSON (FU 72) (AR 72) avaient proposé $J^{\pi} = (1^{\pm}, 2^{\pm})$ et $(1^{\pm}, 2^{\pm}, 3^{-})$ respectivement. Nos résultats permettent de déterminer la parité $\pi = +$ pour ce niveau et compte tenu des fourchettes précédentes J = 1 - 2.

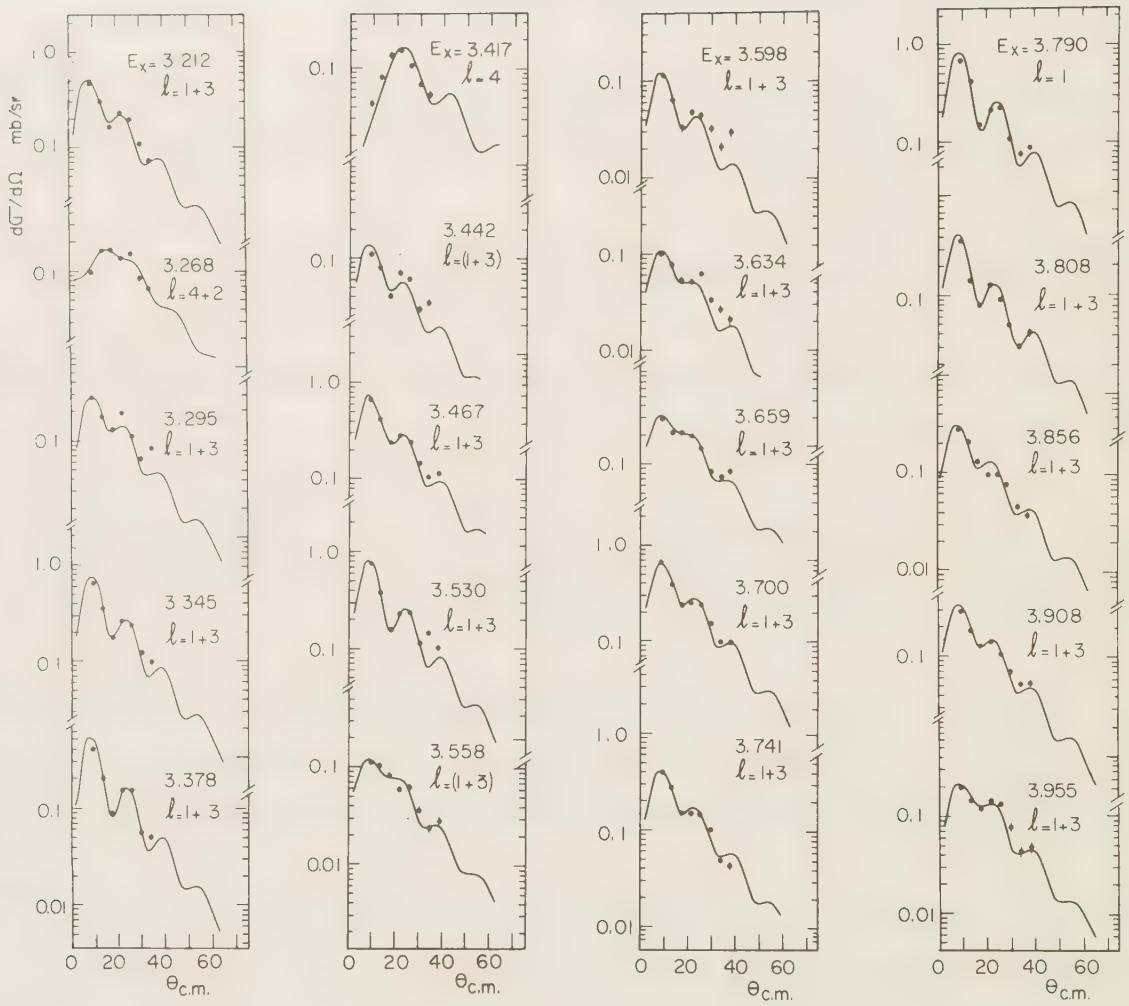


Fig. 13b.– $^{75}As(^{3}He, d)^{76}Se$.

Un niveau à 2.514 MeV était proposé par plusieurs auteurs. Une parité positive avait été avancée par NAGAHARA (NA 73) : nous confirmons ici cette hypothèse par l'observation d'un moment de transfert $\ell = 1+3$ pour ce niveau.

Parmi les autres transitions $\ell = 1+3$, nous mentionnerons les niveaux à 3.295 – 3.345 – 3.530 3.598 – 3.908 – 4.137 – 4.425 – 4.603 MeV qui pour la plupart avaient été observés seulement par LADENBAUER (LA 71) à partir de la désintégration de ^{76}Br. Aucune valeur de spin ou parité n'avait pu toutefois être avancée par cet auteur.

Notre travail confirme donc ces niveaux observés ici de manière plus directe et leur attribue :

$$J^{\pi} = 1^{+} - 3^{+}.$$

Tous les autres niveaux pour lesquels nous proposons $\pi = +$ et $J = 1-3$ (voir table VI) sont nouveaux.

Nous signalerons enfin que les plus fortes intensités pour cette catégorie de transition sont localisées sur les niveaux à 3.212 – 3.345 – 3.467 – 3.659 – 3.700 MeV qui sont tous des nouveaux niveaux sauf celui à 3.345 MeV.

4) - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES $\ell = 2+4$ - NIVEAUX DE PARITÉ NÉGATIVE

Le premier niveau de parité négative connu ($J^{\pi} = 3^{-}$) se situe à 2.430 MeV. Nous observons ce niveau à 2.433 MeV, alimenté par une transition $\ell = 4$ pure, ce qui est donc en accord avec les données précédentes.

Un autre niveau mesuré à 2.956 MeV apparaît dans notre spectre. Il semble correspondre au niveau mentionné une seule fois à 2.949 MeV dans les travaux de LADENBAUER. Ce niveau serait donc confirmé.

Nous mentionnons la contribution hypothétique de la composante $\ell = 2$ dans cette transition, ce qui autorise les conclusions $J^{\pi} = 3^{-} - 6^{-}$ (si une transition g 9/2 est postulée). Les mêmes conclusions sont tirées à propos du niveau à 3.417 MeV mentionné pour la première fois.

Ce niveau représente par ailleurs la transition $\ell = 4$ la plus intense observée dans le spectre $\left[(2J+1)\,C^2S = 2.50 \text{ pour } 1g\,9/2\right]$.

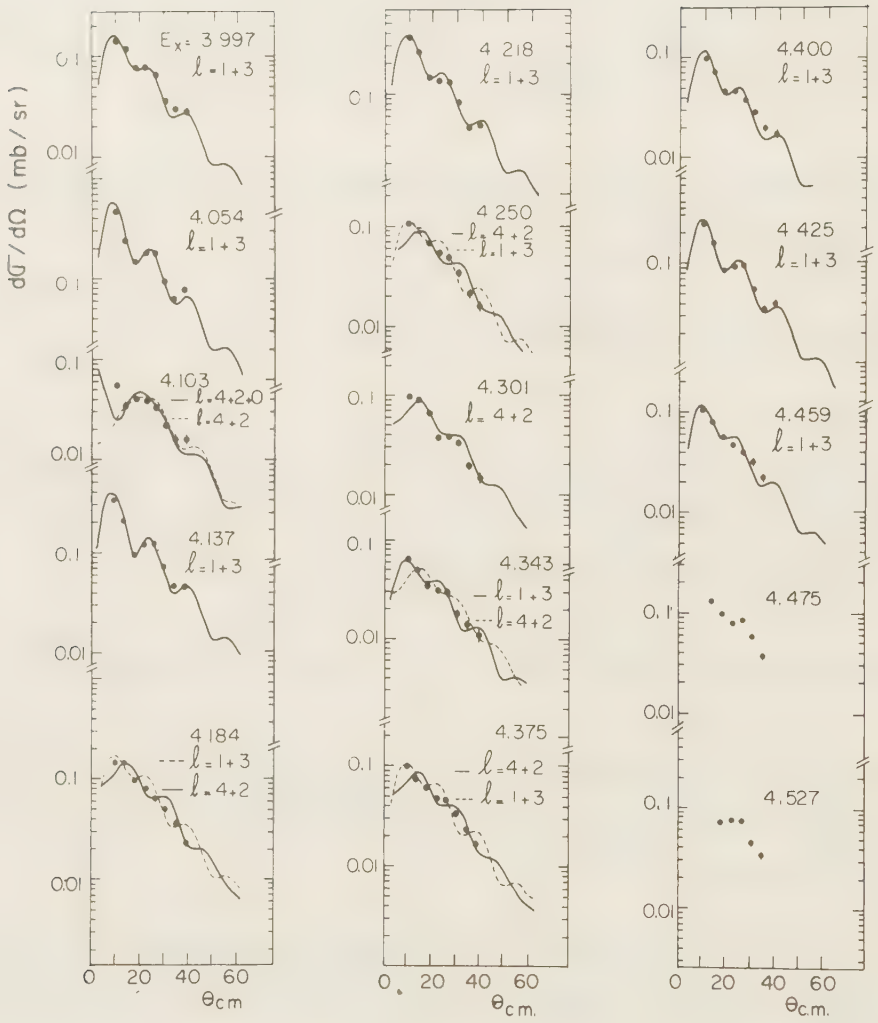


Fig. 13 c.– $^{75}As(^{3}He, d)^{76}Se$.

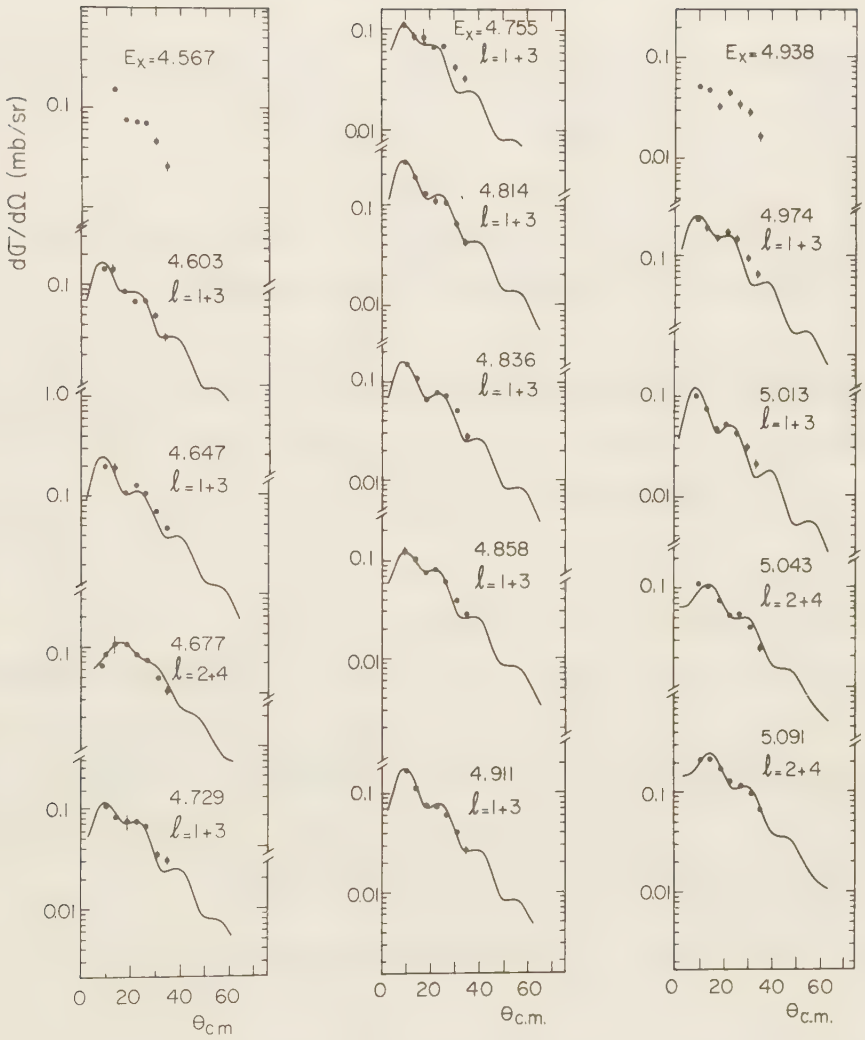


Fig. 13d.– $^{75}As(^{3}He, d)^{76}Se$.

Presque aussi intense est la transition vers le nouveau niveau à 2.830 MeV : $[(2J+1)C^2S = 2.35]$. Un niveau à 2.866 MeV était mentionné hypothétiquement dans les travaux de Mc MILLAN (Mc 71) sur la désintégration de ^{76}As. Une transition $\ell = 4+2$ assez intense est observée vers un niveau à 2.862 MeV. S'il s'agit du même niveau, il serait donc ici confirmé et nous déduisons $J^{\pi} = 2^- - 4^-$.

Nous observons également un mélange $\ell = 2+4$ pour le niveau à 3.268 MeV. S'il s'agit du même niveau, ceci contredirait la proposition $J^{\pi} = (8^+)$ de LIEDER (LI 70) pour un niveau observé à 3.272 MeV.

Enfin, quatre transitions $\ell = 4+2$ plus faibles sont observées à 4.301 – 4.677 – 5.043 et 5.091 MeV, d'où nous déduisons $J^{\pi} = 2^- - 4^-$.

Il est à remarquer qu'un nombre plus faible de transitions $\ell = 4+2$ semble observé pour ^{76}Se que pour ^{70}Ge et ^{72}Ge mais elles sont en général plus intenses.

L'absence de point expérimental à 5° dans les distributions angulaires de ^{76}Se ne nous permet pas de postuler de composante $3s\,1/2$ comme dans les autres isotopes, sauf peut-être pour le niveau à 2.830 MeV comme il est mentionné dans la table VI.

5) – DISTRIBUTIONS AMBIGUES

Comme cela apparaissait dans le cas de ^{70}Ge et ^{72}Ge, quelques transitions ne peuvent être caractérisées de manière sûre. Il s'agit des niveaux à 4.250 – 4.343 – 4.375 pour lesquels un mélange $\ell = 1+3$ (avec environ 95 % de $\ell = 3$) est compétitif avec un mélange $\ell = 2+4$ contenant environ 80 % de $\ell = 4$. Il s'agit de niveaux situés dans une zone apparemment très dense et nos points expérimentaux peuvent être considérés comme douteux.

Aucune donnée n'existait auparavant au sujet de ces niveaux.

III - 6 ÉTUDE DES RÉACTIONS ^{79,81}Br (^{3}He, d) ^{80,82}Kr

Dans le but d'étendre l'étude de la réaction (^{3}He, d) à d'autres nucléïdes de la région $N \sim 40$, nous avons observé les premiers niveaux des isotopes ^{80}Kr et ^{82}Kr produits par les réactions ^{79}Br (^{3}He, d)^{80}Kr et ^{81}Br (^{3}He, d)^{82}Kr. Ceci nous permet de suivre l'évolution de la popula-

tion des niveaux 0^+_1, 0^+_2, 2^+_1, 2^+_2 et 4^+_1 et d'étendre notre systématique pour ces niveaux entre N = 38 et 46, compte tenu des études précédentes.

Cette étude a été réalisée avec une cible de Brome naturel (^{79}Br = 50,5 %, ^{81}Br = 49,5 %) ; les bilans énergétiques étaient tels que la séparation des premiers niveaux s'avérait suffisante pour le but que nous nous étions fixé.

A - NIVEAUX EXCITÉS PAR LA RÉACTION ^{79}Br (^{3}He,d) ^{80}Kr

Le ^{80}Kr est un noyau encore très peu étudié. On en connaît actuellement les niveaux suivants :

2^+	à	0,618 MeV	(TE 56) (HE 57) (HO 70)
$2^{(+)}$	à	1.258 MeV	(MA 71) (WY 72)
$0^{(+)}$	à	1.320 MeV	(WA)
4^+	à	1.437, 6^+ à 2.393 et 8^+ à 3.410	(MA 71) (WY 73)

En particulier une structure quasi-rotationnelle ressort des travaux de MAC CAULEY et DRAPER (MA 71).

Notre spectre fait apparaître des niveaux de ^{80}Kr à 0.618 – 1.256 – 1.319 et 1.440 que nous identifions donc aux niveaux 2^+_1, $2^{(+)}_2$, $0^{(+)}_2$ et 4^+_1 précédents. Dans la table VII, nous avons rassemblé les intensités mesurées à 9° et normalisées au fondamental pour ces quatre niveaux.

Il nous est également possible de donner une valeur approchée du facteur spectroscopique du fondamental et du niveau à 1.319 (dans l'hypothèse où il s'agit du 0^+_2) puisque notre mesure a été faite à un angle de 9° qui correspond au maximum principal d'une distribution $\ell = 1$.

Ces valeurs sont reportées dans la table VII.

B - NIVEAUX EXCITÉS PAR LA RÉACTION ^{81}Br (^{3}He,d) ^{82}Kr

Peu de données expérimentales existent à ce jour pour ^{82}Kr bien que son schéma de niveaux soit un peu plus connu que celui de ^{80}Kr. Les données actuelles sont issues des schémas de désintégration de ^{82}Br et ^{82}Kr (HU 52) (GR 70) (ME 70) (LU 69) (GU 68) et des expériences

^{79}Br (α, p) ^{82}Kr (WA 69) (ET 66) qui ont permis d'établir la position des niveaux 2^+_1, 2^+_2 et 4^+_1 à 0.777 – 1.475 et 1.820 MeV respectivement.

Des travaux plus récents (MA 71) (WY 73) (Wi 72) (HA 70) ont confirmé ces résultats et permis de proposer des niveaux supplémentaires jusqu'à 3 MeV d'excitation. Nous retiendrons en particulier un niveau $J^\pi = 3^+$ proposé à 2.094 MeV, un niveau (0^+) à (1.487) et un niveau de spin inconnu à 1.959 (AR 66). Une ambiguité existe quant à la position du premier niveau excité 0^+ : au lieu du niveau à 1.487 MeV, il pourrait s'agir d'un niveau à 2.172 MeV.

Notre réaction nous a permis de mettre en évidence les niveaux portés dans la table VII. Les identifications de spin et parité déduites des données précédentes sont portées en regard.

TABLE VII

Niveaux observés au cours des réactions ^{79,81}Br (^{3}He, d) ^{80,82}Kr

E_x ^{80}Kr (MeV)	0.0	0.618	1.256	1.319	1.440			
J	0^+	2^+	$2^{(+)}$	$0^{(+)}$	4^+			
$I/I_{FON.}$	1.	0.25	0.90	0.42	0.06			
C^2S	~ 0.3			~ 0.1				
E_x ^{82}Kr (MeV)	0.0	0.777	1.475	1.487	1.820	1.885	1.962	2.178
J	0^+	2^+	2^+	(0^+)	4^+			(0^+)
$I/I_{FON.}$	1.	0.30	0.53 -0.68	0.46 -0.31		0.4	0.2	0.02
C^2S	~ 0.5			~ 0.15				

Les intensités mesurées à 9° et normalisées au fondamental sont données comme pour ^{80}Kr.

Un nouveau niveau, très probablement attribuable à ^{82}Kr, est observé à 1.885 MeV. Les niveaux à 1.487, $\left[J^\pi = (0^+)\right]$ 1.962 et 2.178 $\left[J^\pi = (0^+)\right]$ sont confirmés.

Le niveau 0^+ à 2.178 MeV est très faiblement peuplé : il apparaît pour nous comme l'homologue des niveaux 0_3^+ à 2.029 MeV dans ^{72}Ge, à 2.307 MeV dans ^{70}Ge. Il semblerait donc que le niveau à 1.487 MeV soit le niveau 0_2^+ conformément aux hypothèses de WILD et HADERMANN (Wi 72) (MA 74). De plus, son intensité relative par rapport au fondamental est du même ordre que celle du niveau $0_2^{(+)}$ à 1.319 MeV dans ^{80}Kr. Les systématiques concernant le niveau 0_2^+ entre N = 38 et 46, que nous discuterons au chapitre IV, confirment ce point de vue.

Une étude des réactions $^{79,81}Br$ (^3He, d) $^{80,82}Kr$ avec isotopes séparés apparaît donc très intéressante pour confirmer ce point d'une part, et doit apporter de nombreuses informations nouvelles sur la spectroscopie des ^{80}Kr et ^{82}Kr, d'autre part.

III - 7 - DISCUSSION COMPARATIVE DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les facteurs spectroscopiques donnés dans les tables III, V et VI sont reportés en fonction de l'énergie d'excitation pour chaque sous-couche peuplée sur les figures 14, 15 et 16 pour ^{72}Ge, ^{70}Ge et ^{76}Se ; la longueur de chaque trait vertical représentant la quantité $(2J+1)C^2S$.

Les intensités totales de transition, soit :

$$G_{lj} = \sum_i (2J_i+1)(2J_o+1)^{-1} C^2S^i_{lj}$$

(avec $J_o = 3/2$, spin du noyau cible)

ont été rassemblées également dans la table VIII et comparées aux règles de somme de FRENCH et Mc FARLANE.

Il est clair que les intensités totales $1g\,7/2$, $2d\,5/2$ et $3s\,1/2$ sont loin d'être observées dans ces noyaux pour le domaine d'excitation couvert.

L'intensité $g\,9/2$ semble assez fragmentée surtout pour ^{72}Ge et ^{70}Ge. Pour les trois noyaux étudiés, 30 % seulement de l'intensité $g\,9/2$ est observée.

La distribution des transitions $1f\,5/2$ montre pour ^{70}Ge et ^{72}Ge une forte concentration sur deux ou trois niveaux très voisins qui en déterminent pratiquement le centroïde. Pour ^{76}Se, cette intensité est beaucoup plus fragmentée.

$^{71}Ga(^{3}He,d)^{72}Ge$

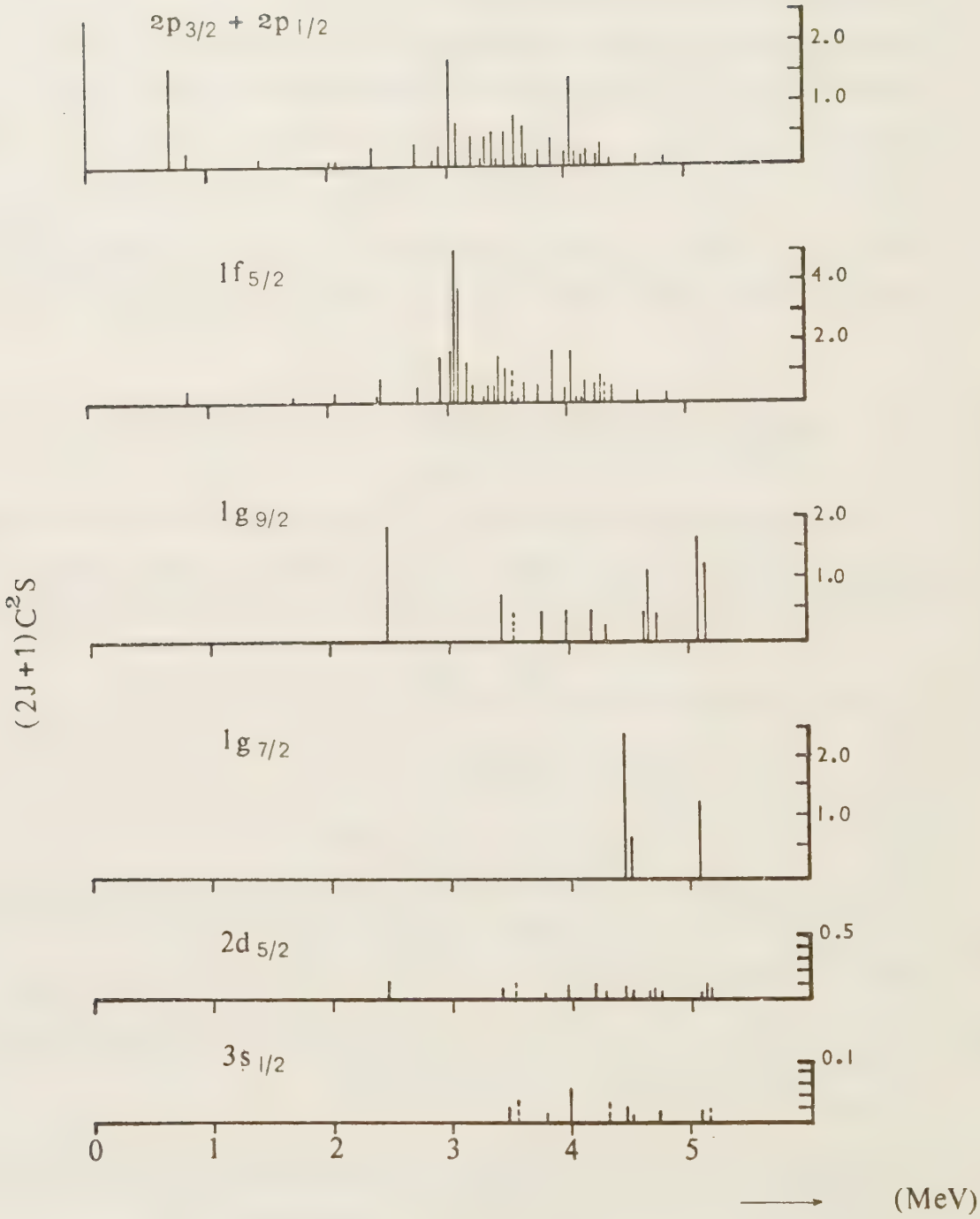


Fig. 14.– Distribution des intensités de transition observée au cours de ce travail.

(La longueur de chaque trait vertical représente la quantité $(2J+1)\,C^2S$ pour chaque transition de moment de transfert ℓ).

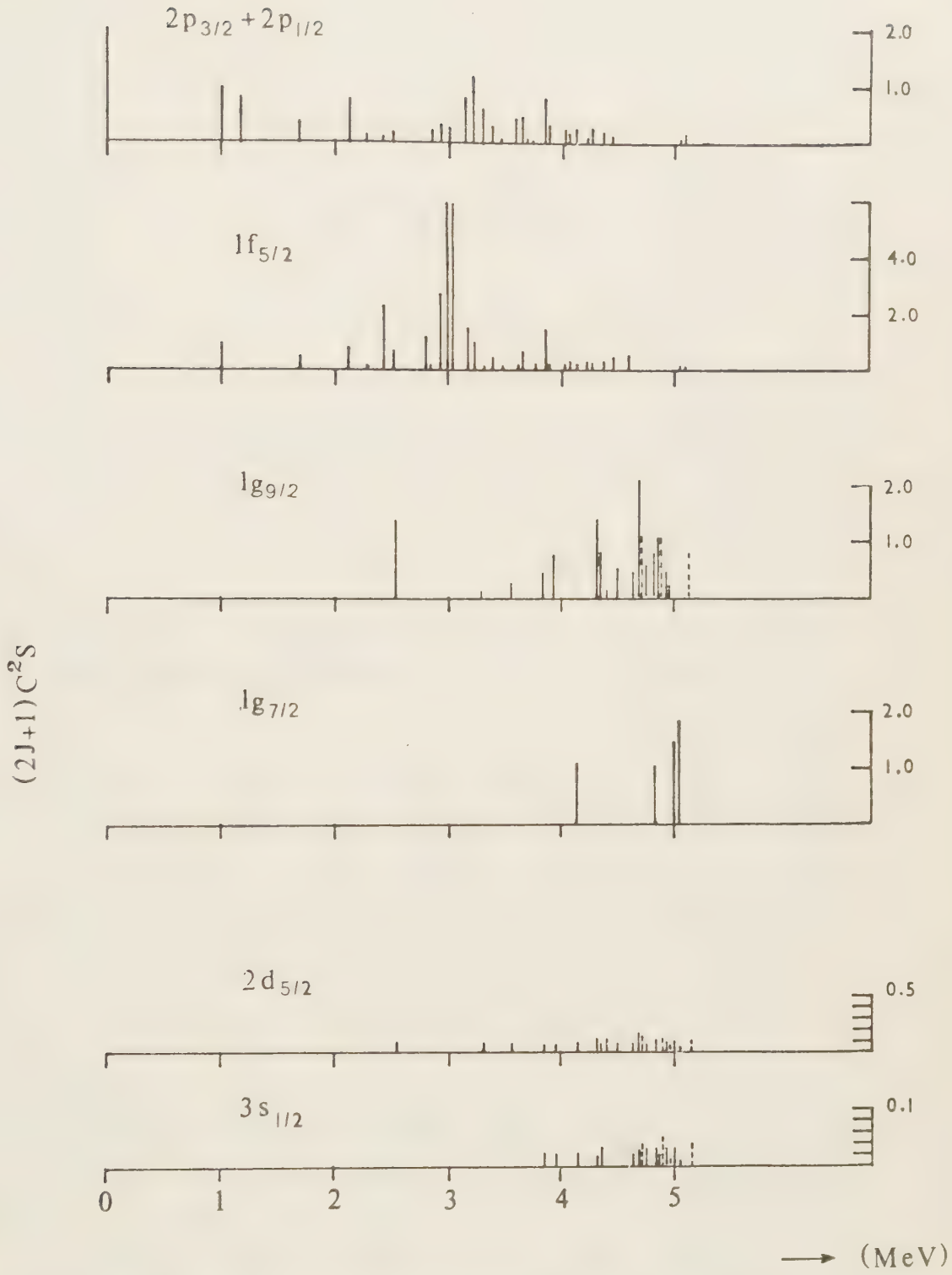


Fig. 15. – Distribution des intensités de transition observée au cours de ce travail.
(La longueur de chaque trait vertical représente la quantité $(2J+1)C^2S$ pour chaque transition de moment de transfert ℓ).

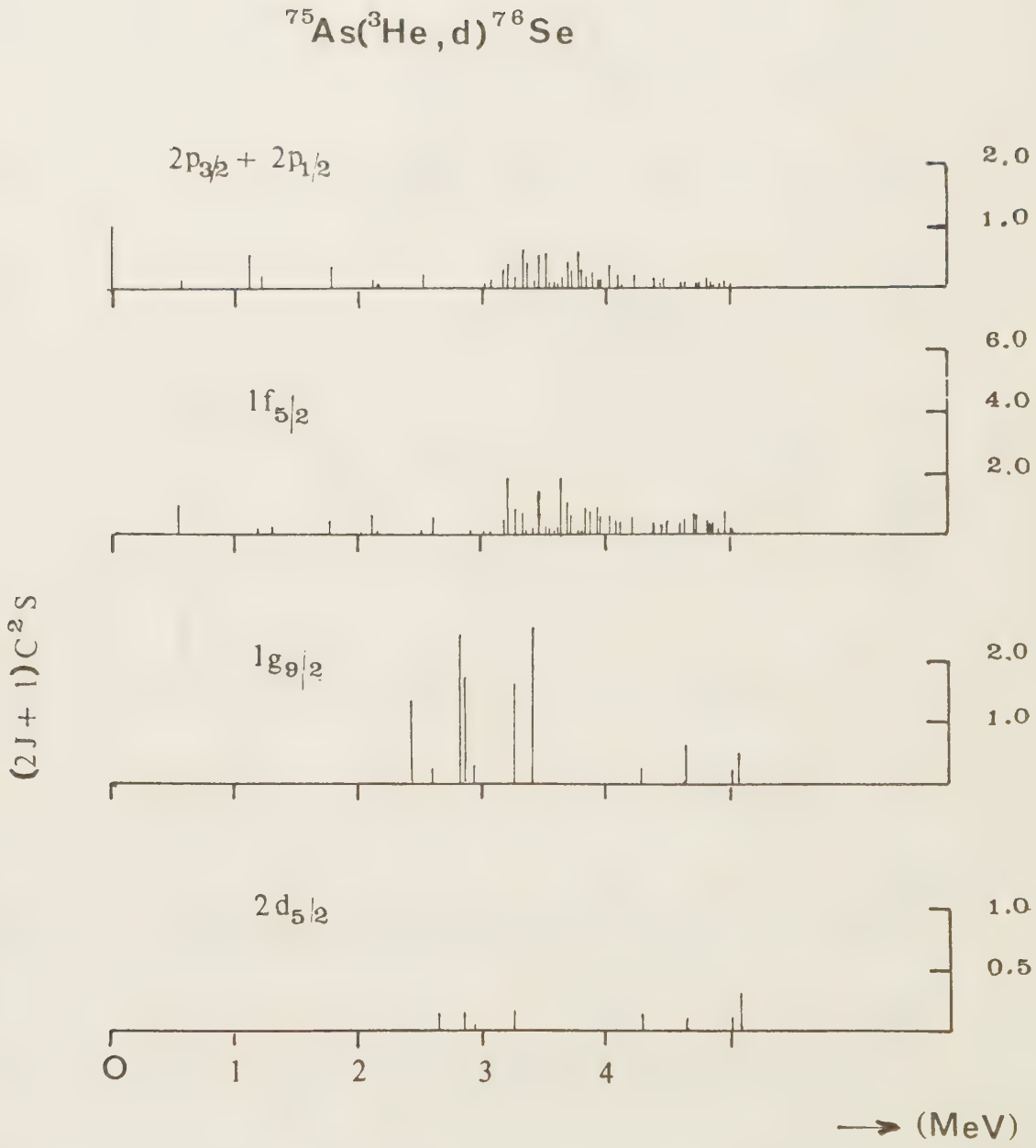


Fig. 16.– Distribution des intensités de transition observée au cours de ce travail.

(La longueur de chaque trait vertical représente la quantité $(2J+1)C^2S$ pour chaque transition de moment de transfert ℓ).

TABLE VIII

Intensités totales observées pour les niveaux de ^{70}Ge, ^{72}Ge, ^{76}Se jusqu'à 5.2. MeV :

$$\Sigma_i \ (2J_i+1)\ (2J_o+1)^{-1}\ C^2S_i$$

	2p	$1f\,5/2$	2p + 1f	$1g\,9/2$	$1g\,7/2$	$2d\,5/2$	$3s\,1/2$
$^{69}Ga\,(^3He,d)^{70}Ge$ [a]	3.29	7.41	10.70	2.66 (3.17) [b]	1.06	0.23	0.08
$^{71}Ga\,(^3He,d)^{72}Ge$ [c]	3.90	7.40	11.30	2.40 (2.90) [b]	1.06	0.23	0.05
Règle de somme pour une cible de Ga	3	6	9	10	8	6	2
$^{75}As\,(^3He,d)^{76}Se$ [a]	2.82	6.12	8.94	3.04	?	0.27	~0.01
Règle de somme pour une cible de As	2	5	7	10	8	6	2

a Les facteurs spectroscopiques incertains (donnés entre parenthèses dans les tables III, V et VI) ne sont pas inclus.

b Intensité obtenue si les orbitales $1g\,9/2$ et $1g\,7/2$ ne sont pas distinguées.

c Réf. AR 74 (Présent travail).

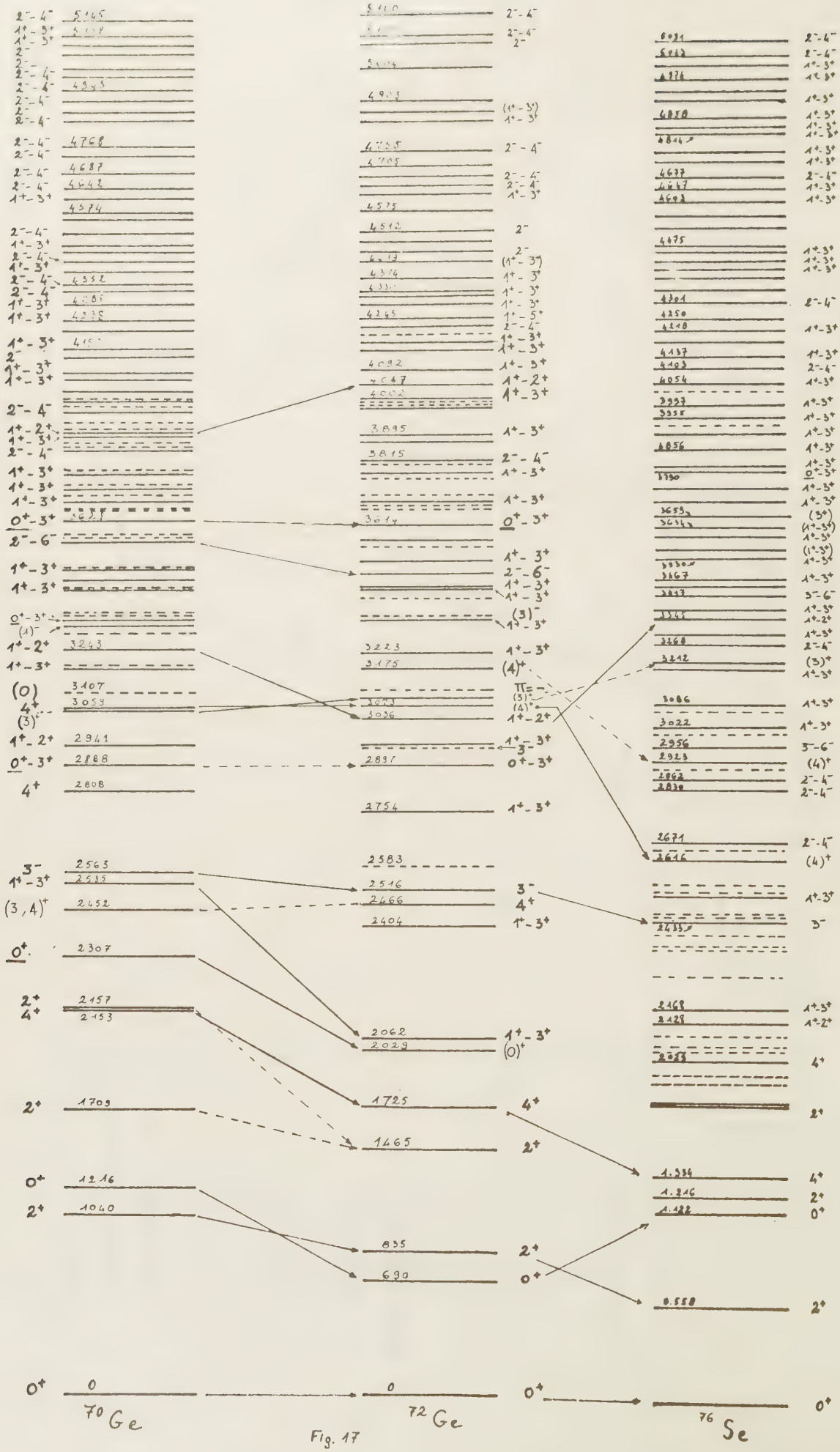


Fig. 17

Dans les trois noyaux, les transitions ℓ=1 sont assez nettement réparties en 2 groupes qu'il est tentant d'attribuer aux sous-couches 2p 3/2 et 2p 1/2. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre suivant. Cette séparation apparaît le plus nettement dans ^{72}Ge et nous en donnerons dans notre discussion théorique une interprétation.

La comparaison des intensités totales (2p + 1f) dans les trois réactions montrent une parfaite cohérence des résultats :

– des intensités analogues sont trouvées pour ^{70}Ge et ^{72}Ge,
– une intensité de 2 unités plus petite est trouvée pour ^{76}Se, ce qui est en excellent accord accord avec les règles de somme pour Z = 34.

Il apparaît également que l'intensité totale (2p + 1f) est supérieure d'environ 20 % aux limites données par les règles de somme. Ceci entre parfaitement dans la marge des erreurs expérimentales et pourrait être dû également à une imperfection des paramètres D W B A utilisés : une légère surestimation de la composante ℓ = 3 dans les mélanges (1 + 3) étant possible, comme nous l'avions déjà signalé. Le fait de trouver cet excès de 20 % pour les trois réactions montre toutefois une bonne cohérence de notre analyse.

Cette surestimation pourrait également s'expliquer par une très légère contribution d'un mécanisme de réaction indirect.

Enfin, comme nous l'avons déjà souligné dans les analyses précédentes, de fortes analogies existent entre certains niveaux observés dans nos trois réactions. Ces analogies sont visibles sur la distribution en énergie des facteurs spectroscopiques et sur les propositions de spin et parité que nous avons retenues.

Les plus probables apparaissent ainsi pour les niveaux :

. $J^\pi = 0^+$ (niveau 0^+_2) à 1.216, 0.690, 1.122, 1.320 et 1.487 MeV dans ^{70}Ge, ^{72}Ge, ^{76}Se, ^{80}Kr et ^{82}Kr respectivement.

. $J^\pi = 0^+$ (niveau 0^+_3) à 2.307, 2.029 et 2.172 MeV dans ^{70}Ge, ^{72}Ge et ^{82}Kr respectivement. Ce niveau ne semblant pas observé ou séparé dans ^{76}Se (ce qui est possible, compte tenu de la très faible section efficace attendue).

. $J^\pi = (0)^+$ (niveau 0^+_4?) à 2.888 et 2.897 dans ^{70}Ge et ^{72}Ge.

. $J^\pi = 1^+ - 2^+$ à 3.243 – 3.888 (^{70}Ge)
3.036 – 4.047 (^{72}Ge)
3.345 (^{76}Se)

. $J^{\pi} = 3^{+}$ à 3.046 et 3.094 MeV dans ^{70}Ge et ^{72}Ge.
Une correspondance $J^{\pi} = 3^{+}$ possible apparaît sur la figure 16 pour le niveau à 3.212 ou 3.659 MeV de ^{76}Se.

. $J^{\pi} = 4^{+}$ à 2.808 – 3.059 (^{70}Ge)
3.179 – 3.073 (^{72}Ge)
(2.923) – 2.616 (^{76}Se)

. $J^{\pi} = 3^{-}$ (niveau 3^{-}_{1}) à 2.563, 2.516 et 2.433 MeV dans ^{70}Ge, ^{72}Ge et ^{76}Se.

. $J^{\pi} = 2^{-} - 4^{-}$ (niveau 3^{-}_{2} probable) à 3.567, 3.468 et 2.830 MeV dans ^{70}Ge, ^{72}Ge et ^{76}Se.

. Enfin, nous avons mentionné une correspondance remarquable entre un niveau de caractéristiques $J^{\pi} = (0)^{+}$ à 3.628, 3.614 et 3.790 MeV dans ^{70}Ge, ^{72}Ge et ^{76}Se.

Un grand nombre des niveaux ici mentionnés sont fortement peuplés par notre réaction et sont observés pour la première fois expérimentalement.

Nous noterons enfin la forte différence de population entre les niveaux 2^{+} (hormis le niveau 2^{+}_{1}) pour les différents isotopes étudiés. Ce même phénomène apparaît aussi pour le niveau 0^{+}_{2} plus fortement peuplé pour ^{72}Ge que pour les autres isotopes. Ceci indique une plus grande "individualité" pour la fonction d'onde du niveau 0^{+}_{2} de ^{72}Ge, due qualitativement à sa position plus isolée en énergie. Nous reviendrons sur cette question dans la discussion qui suit.

''''''''''''

CHAPITRE IV

DISCUSSION THÉORIQUE

IV - 1 - INTERPRÉTATION DE LA FORTE POPULATION DES PREMIERS ÉTATS 0^+

Dans la discussion comparative précédente (Chapitre III-7), nous avons remarqué d'une manière générale la forte intensité de la transition vers le premier niveau 0^+ (0_2^+) aussi bien pour les réactions (^{3}He, d) ou (d, n). Sur la base d'un modèle simple, nous proposons maintenant une interprétation théorique qui rend compte des facteurs spectroscopiques mesurés pour les états 0_1^+ et 0_2^+.

Nous prenons pour la fonction d'onde proton de l'état fondamental du noyau cible Ga :

$$\Psi_{Ga} = \alpha\,(2p^{3/2})^3_{3/2} + \beta\,(1f^{5/2})^2_0\,(2p^{3/2}) \qquad (17)$$

et pour les états 0_1^+ (fondamental) et 0_2^+ du noyau résiduel Ge, les fonctions d'onde orthogonales :

$$\Psi_{0_1^+} = \alpha'(p^{3/2})^4_0 + \beta'\,(f^{5/2})^2_0\,(p^{3/2})^2_0 \qquad (18)$$

$$\Psi_{0_2^+} = \beta'\,(p^{3/2})^4_0 - \alpha'\,(f^{5/2})^2_0\,(p^{3/2})^2_0$$

Si nous admettons dans un premier temps une configuration pure $(p^{3/2})^3_{3/2}$ ($\alpha = 1$) pour le fondamental du noyau cible (Z = 31), ce qui est conforme à la séquence des orbites 2p - 1f du modèle en couches, nous avons alors :

$$\begin{cases} C^2S_{0^+_1} = 4\alpha'^2 \\ C^2S_{0^+_2} = 4\beta'^2 \end{cases} \qquad (19)$$

Le simple rapport des facteurs spectroscopiques des états 0^+_1 et 0^+_2 peut donc fournir α' et β' :

$$\frac{C^2S_{0^+_1}}{C^2S_{0^+_2}} = \frac{\alpha'^2}{1-\alpha'^2}$$

En utilisant les valeurs expérimentales de la table III pour ^{72}Ge, nous en déduisons : $\alpha'^2 = 0.6$ $\beta'^2 = 0.4$,

$$\text{soit : } \Psi_{0^+_1}(^{72}Ge) = \sqrt{0.6}\,(p^{3/2})^4_0 + \sqrt{0.4}\,(f^{5/2})^2_0\,(p^{3/2})$$

$$\Psi_{0^+_2}(^{72}Ge) = \sqrt{0.4}\,(p^{3/2})^4_0 - \sqrt{0.6}\,(f^{5/2})^2_0\,(p^{3/2})^2_0$$

$$\text{et : } C^2S_{0^+_1} = 2.4 \qquad\qquad C^2S_{0^+_2} = 1.6$$

Ces valeurs sont en excellent accord avec les valeurs expérimentales (2.50 et 1.63 respectivement).

En fait, il semble que nos valeurs expérimentales soient légèrement surestimées si nous comparons l'intensité totale (f+p) observée à la limite donnée par la règle de somme (voir table VIII) La renormalisation de 20 % nécessaire est dans la marge de l'erreur expérimentale. Nous utiliserons les valeurs de facteurs spectroscopiques renormalisées dans la discussion qui suit.

En reprenant les fonctions d'onde (17) et (18) précédentes incluant les 2 configurations $(p^{3/2})$ et $(p^{3/2})(f^{5/2})$, il vient :

$$\begin{aligned} C^2S(0^+_1) &= \left[2\alpha\alpha' + \sqrt{2}\,\beta\beta'\right]^2 \\ C^2S(0^+_2) &= \left[2\alpha\beta' - \sqrt{2}\,\beta\alpha'\right]^2 \end{aligned} \qquad (19)$$

Une valeur de $\alpha^2 = 0.8$ ($\beta^2 = 0.2$) fournit le meilleur accord d'ensemble avec l'expérience : le rapport des deux facteurs spectroscopiques est compatible avec deux jeux de solutions numé-

riques $\alpha' = \sqrt{0.88}$ ($\beta' = -\sqrt{0.12}$) et $\alpha' = \sqrt{0.28}$ ($\beta' = \sqrt{0.72}$). Nous en déduisons des facteurs spectroscopiques (voir table IX) en bon accord avec l'expérience.

Avec la fonction d'onde proposée :

$$\Psi_{Ga} = \sqrt{0.8}\ (2p^{3/2})^{3}_{3/2} + \sqrt{0.2}\ (1f^{5/2})^{2}_{0}\ (2p^{3/2}), \qquad (20)$$

l'intensité totale théorique p $^3/_2$ est :

$$G_{1j} = G_{1\,3/2} = 1.4.$$

On voit donc que les deux niveaux 0^+_1 et 0^+_2 en absorbent 60 %. Les deux niveaux connus 2^+ à 0.835 et 1.465 MeV en absorbant 5,5 %, il apparaît que 30 % environ de l'intensité p $^3/_2$ doit être localisée sur un ou plusieurs niveaux d'énergie supérieure.

Table IX

	$C^2S_{0^+_1}$	$C^2S_{0^+_2}$	$G_{1,1/2}$	$G_{3,5/2}$
Valeurs expérimentales pour (^{3}He, d)^{72}Ge (renormalisées)	2.0	1.30	1.99	5.92
Valeurs théoriques (pour ^{72}Ge)	2.25	1.48	2.0	5.6

L'intensité totale 2p observée (et renormalisée comme indiqué) est $G_{1\,(3/2+1/2)} = 3.1$. On a donc :

$G_{1\,1/2} = (3.1 - 1.4) \times 1,17^{(*)} = 1.99$ qui est en accord excellent avec la valeur théorique $G_{1\,1/2} = 2$. On trouve de la même façon (table IX) un bon accord pour l'intensité $G_{3\,5/2}$.

Si la structure précédente de la fonction d'onde de la cible n'était pas modifiée par soustraction de 2 neutrons, nous devrions retrouver des intensités identiques pour la réaction ^{69}Ga (^{3}He, d)^{70}Ge. Nous savons que tel n'est pas le cas puisque des intensités plus petites (de l'ordre

(*) *On rappelle (cf Table III) que* $S^{1/2} \sim 1.17\ S^{3/2}$

de 25 – 30 %) sont mesurées pour les niveaux 0^+_1 et 0^+_2 de ^{70}Ge. Cet écart n'est absolument pas imputable aux erreurs expérimentales puisqu'une mesure sur une cible de gallium naturel (contenant les 2 isotopes) a fourni la normalisation relative à 3 % près.

Nous avons tenté d'appliquer le modèle précédent aux états 0^+_1 et 0^+_2 de ^{70}Ge à partir de valeurs expérimentales normalisées à l'aide de la valeur limite de l'intensité (f+p) prévue par les règles de somme. Comme pour ^{72}Ge, on note en effet qu'une renormalisation est alors souhaitable (16 %).

Nous trouvons alors un très bon accord avec les facteurs spectroscopiques des états 0^+_1 et 0^+_2 soit :

$$\left.\begin{array}{l} C^2S_{0^+_1} = 1.64 \quad \text{(valeur expérimentale 1.68)} \\ C^2S_{0^+_2} = 0.72 \quad \text{(valeur expérimentale 0.73)} \end{array}\right. \quad \text{pour} \quad \left\{\begin{array}{l} \alpha = \sqrt{0.18} \text{ soit : } \beta = \sqrt{0.82} \\ \alpha' \sim 0 \text{ soit : } \beta' \sim 1 \end{array}\right.$$

c'est-à-dire une configuration $(f^5_{2})^2_0 \; (p^{3/2})^2_0$ presque pure dans le fondamental de ^{70}Ge et inexistante dans le premier état excité 0^+_2. Dans ce cadre, l'intensité totale $p^{3/2}$ a une valeur cependant trop importante (2.64) et les intensités $p^{1/2}$ et $f^{5/2}$ des valeurs trop faibles (*) pour fournir un accord d'ensemble acceptable avec les intensités mesurées.

Nous avons par ailleurs tenté d'appliquer ce modèle aux états 0^+ de ^{76}Se : compte tenu de la valeur plus faible des intensités observées ($C^2S_{0^+_1} = 1.04$, $C^2S_{0^+_2} = 0.58$), on ne peut trouver de fonctions d'onde contenant seulement les deux composantes $\left[(p^{3/2})^3_{3/2} \; (f^{5/2})^2_0 - (p^{3/2})^1_{3/2} \; (f^{5/2})^4_0\right]$ qui puissent rendre compte de ces résultats.

En conclusion, il apparaît que ce modèle à deux composantes rend compte de manière très satisfaisante :

- des facteurs spectroscopiques des niveaux 0^+_1 et 0^+_2 du ^{72}Ge.
- des intensités totales $(2p^{3/2} + 2p^{1/2})$ et $(1f^{5/2})$ mesurées pour ^{72}Ge.
- il laisse présager que la plupart des transitions observées au-dessus de 2 MeV d'excitation dans ^{72}Ge sont des transitions $2p^{1/2}$, ce qui est bien en accord qualitatif avec l'allure observée sur la figure 14 : deux groupes distincts apparaissent bien pour les

---

(*) $G_{1\,1/2} \sim 0.12$ et $G_{3\,5/2} \sim 4.4$

transitions $l = 1$. Dans cette hypothèse, la plupart des niveaux de ^{72}Ge peuplés par des transitions $l = 1$ au-dessus de 2 MeV reçoivent les caractéristiques spectroscopiques $J^{\pi} = 1^{+} - 2^{+}$. Ceci peut être proposé sans ambiguité pour les niveaux fortement peuplés à 3.034 et 4.047 MeV. Pour les autres, aucune distinction sûre ne peut être faite : les facteurs spectroscopiques présentés dans la table III sont donc tous calculés en supposant un transfert $2p\,3/2$ (*).

- un pourcentage de l'ordre de 20 % est trouvé dans l'état fondamental de ^{71}Ga pour la composante $(1f\,5/2)^2\,(2p\,3/2)$. Il est par ailleurs possible de faire un choix entre les deux jeux de solutions (α', β') trouvés précédemment pour les états 0^{+}_{1} et 0^{+}_{2} de ^{72}Ge ; notre modèle prédit en effet une intensité totale de transition :

$$G_{1,\,3/2} = 4 - (2\beta'^2 + 4\alpha'^2) = 2\beta'^2$$ pour une réaction de transfert d'un proton sur Ge^{72}. D'après les résultats observés récemment par BETTS (BE 74) lors de l'étude des réactions $^{70,72,74,76}(^{3}He, d)\,^{71,73,75,77}As$, on a :

$\frac{2J+1}{2J_{0+1}}\,C^2S = 1.03$ pour la transition vers le fondamental $(J^{\pi} = 3/2^{-})$ de ^{73}As.
Donc nécessairement $\beta'^2 \geqslant 0.5$. Ce qui laisse donc subsister la seule possibilité suivante :

$$\Psi_{0^{+}_{1}}(^{72}Ge) = \sqrt{0.28}\,(p\,3/2)^4_0 + \sqrt{0.72}\,(p\,3/2)^2_0\,(f\,5/2)^2_0 \qquad (21)$$

$$\Psi_{0^{+}_{2}}(^{72}Ge) = +\sqrt{0.72}\,(p\,3/2)^4_0 - \sqrt{0.28}\,(p\,3/2)^2_0\,(f\,5/2)^2_0$$

On voit donc la tendance au remplissage de la couche $(1f\,5/2)$ avant celui de la couche $(2p\,3/2)$. Cette tendance apparaît aussi dans la nécessité évoquée plus haut de faire intervenir d'autres composantes que $(p\,3/2)^4_0$ pour rendre compte des importantes intensités mesurées pour les fondamentaux de ^{70}Ge et ^{76}Se. Ce résultat, dû vraisemblablement à une liaison de pairing très favorisée dans la couche $f\,5/2$, est en accord avec l'existence d'un fondamental $J^{\pi} = 3/2^{-}$ pour tous les isotopes de Z impair de Z = 29 à 37 (sauf ^{71}As, $^{83,\,85}Rb$) (le modèle en couches simple prévoyant un remplissage de $2p\,3/2$ pour Z = 32).

(*) *il est rappelé qu'on peut obtenir* $S_{1/2} \sim 1.17\ S_{3/2}$

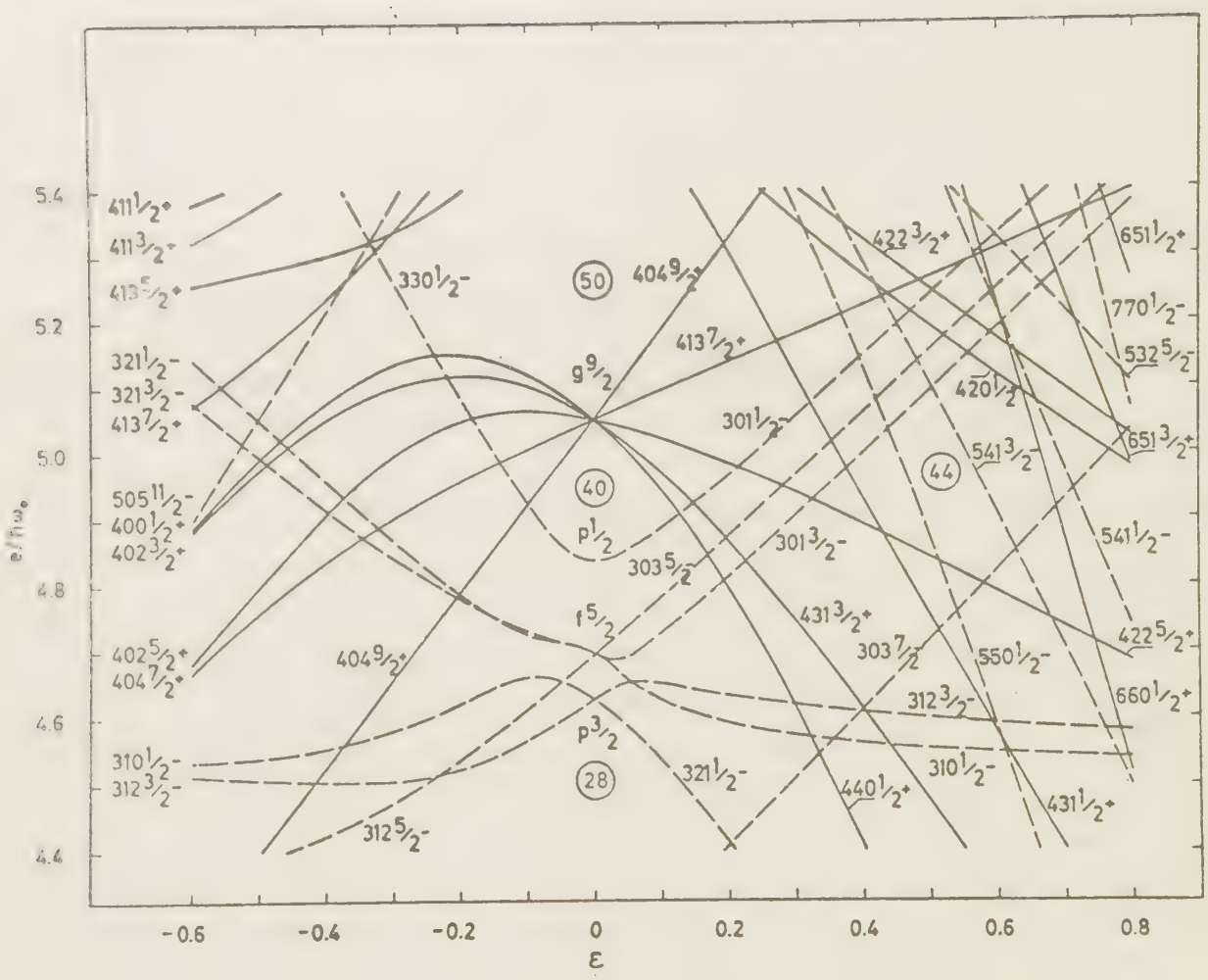


Fig. 17bis.— Diagramme de Nilsson pour 28 < Z < 50.

- ce modèle pourrait expliquer de manière très simple la structure du premier niveau 0^+ et ceci de manière très similaire à celle avancée auparavant pour ^{90}Zr (BA 59) (VE 74) où un mélange orthogonal $(2p\,^1/_2)^2 - (1g\,^9/_2)^2$ était proposé. De plus, l'orthogonalité que nous formulons pour les fonctions d'onde-proton des états 0^+_1 et 0^+_2 rend parfaitement compte de la très faible section efficace (< 0.002 mb/sr) récemment mesurée dans l'étude de la réaction ^{73}Ge (p, d) ^{72}Ge (FO 73) pour le niveau 0^+_2.

- enfin, ce modèle, qui ne peut s'appliquer de manière satisfaisante pour ^{75}As et ^{69}Ga laisse supposer l'existence de composantes distinctes dans les fonctions d'onde correspondantes. Ces composantes pourraient être du type $(p\,^1/_2)^2\ p\,^3/_2$ ou $(p\,^3/_2)^3_{3/2}$ et $\left[(p\,^3/_2)^2_2\ p\,^1/_2\right]_{5/2}$ couplés à 1 phonon quadrupolaire selon le modèle d'ALAGA proposé par PAAR (PA 71) pour ^{69}Ga. Signalons par ailleurs que l'observation du niveau 0^+_2 avec une section efficace égale à 20 % celle du fondamental dans la transition ^{74}Ge (p, t) ^{72}Ge (BA 74) confirme bien la nécessité de ces composantes.

Il apparaît donc finalement une conjonction de faits expérimentaux suffisante pour postuler une signification physique intéressante à notre modèle simple :

– nous pensons que ^{72}Ge (N =40) pourrait recevoir une description quasi-sphérique ;

– dès que l'on s'écarte de N = 40 (^{70}Ge – ^{76}Se), un mélange de configurations plus complexe est nécessaire, ce qui va dans le sens d'une nature plus collective de ces noyaux. En particulier, la prise en considération des orbites f 5/2 et p 1/2 a été suggérée : l'allure correspondante des diagrammes en énergie du modèle de Nilsson (fig. 17bis), laisserait supposer un grand nombre de déformations énergétiquement possibles et ceci s'accorde bien avec la description en termes de noyaux de transition que nous allons maintenant introduire.

IV - 2 - ASPECTS THÉORIQUES SUR LES NOYAUX DE TRANSITION ET DONNÉES ANTÉRIEURES A NOTRE ÉTUDE :

A - POSSIBILITÉS DE DÉFORMATION BASÉES SUR LES DONNÉES SEMI-EMPIRIQUES ANTÉRIEURES A NOTRE ÉTUDE

1) - ÉVOLUTION DES PREMIERS NIVEAUX EXCITÉS :

D'après le modèle unifié de BOHR et MOTTELSON (BO 53) pour les noyaux déformés, l'hypothèse d'adiabaticité conduit à séparer rotation et vibration. Les états de rotation constituent les plus basses excitations possibles et sont régis par la loi :

$$E\ (J) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}\ J\ (J+1) \qquad (22)$$

ce qui donne en particulier : $E_{2^+_1} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \times 6$ (23)

$$E_{4^+_1} / E_{2^+_1} = 3.33 \qquad (24)$$

On trouve par ailleurs : $B(E2\,;\,0^+_1 \rightarrow 2^+_1) = (\frac{3Ze^2R_0^2}{4\pi})\beta^2$ et $\frac{B(E2\,;\,2^+_2 \rightarrow 2^+_1}{B(E2\,;\,2^+_2 \rightarrow 0^+_1)} = 1.4$ (25)

Près des couches fermées où la forme sphérique est supposée être la forme d'équilibre, les états de vibration quadrupolaires sont donnés par :

$$E = (N + 5/2)\hbar\omega \qquad (26)$$

où N est le nombre de phonons de l'oscillateur harmonique à 5 dimensions que l'on considère. On note en particulier que les états à 1 et 2 phonons sont reliés par $E_{4^+_1}/E_{2^+_1} = 2.$ (27)

et qu'une transition entre les états 2^+_2 et 0^+_1 est interdite :

$$B(E2\,;\,2^+_2 \longrightarrow 0^+_1) = 0. \qquad (28)$$

D'après ces résultats théoriques, on pourrait déduire des données expérimentales concernant les premiers niveaux des noyaux pairs-pairs, des renseignements sur le type de déformation de leur état fondamental, la condition étant que cette déformation varie peu avec l'énergie. Nous avons reporté à cet effet sur les figures 18, 19, 20 et 21 les quantités $E_{2^+_1}$, $E_{4^+_1}/E_{2^+_1}$ et les probabilités de transition réduites $B(E2\,;\,2^+_1 \rightarrow 0^+_1)$ et $B(E2\,;\,2^+_2 \rightarrow 2^+_1)/B(E2\,;\,2^+_2 \rightarrow 0^+_1)$ issues d'une systématique effectuée entre N = 32 et 50 pour Zn, Ge, Se, Kr et Sr.

L'évolution du niveau 2^+_1 montre, d'une part, un léger maximum pour N = 38 traduisant la fermeture des couches $f^{5/2}$ et $p^{3/2}$ et d'autre part un minimum vers N = 42 caractérisant vraisemblablement une déformation (ou une mollesse) maximum puisque ce niveau est directement lié à l'inertie du noyau (formule 23). Les mêmes conclusions ressortent de l'évolution de la quantité $B(E2\,;\,2^+_1 \rightarrow 0^+_1)$. Le rapport $E4^+_1/E2^+_1$ oscille entre les limites rotationnelle et vibrationnelle avec une tendance (particulièrement visible sur la figure 21) pour cette dernière autour de N = 38 – 40.

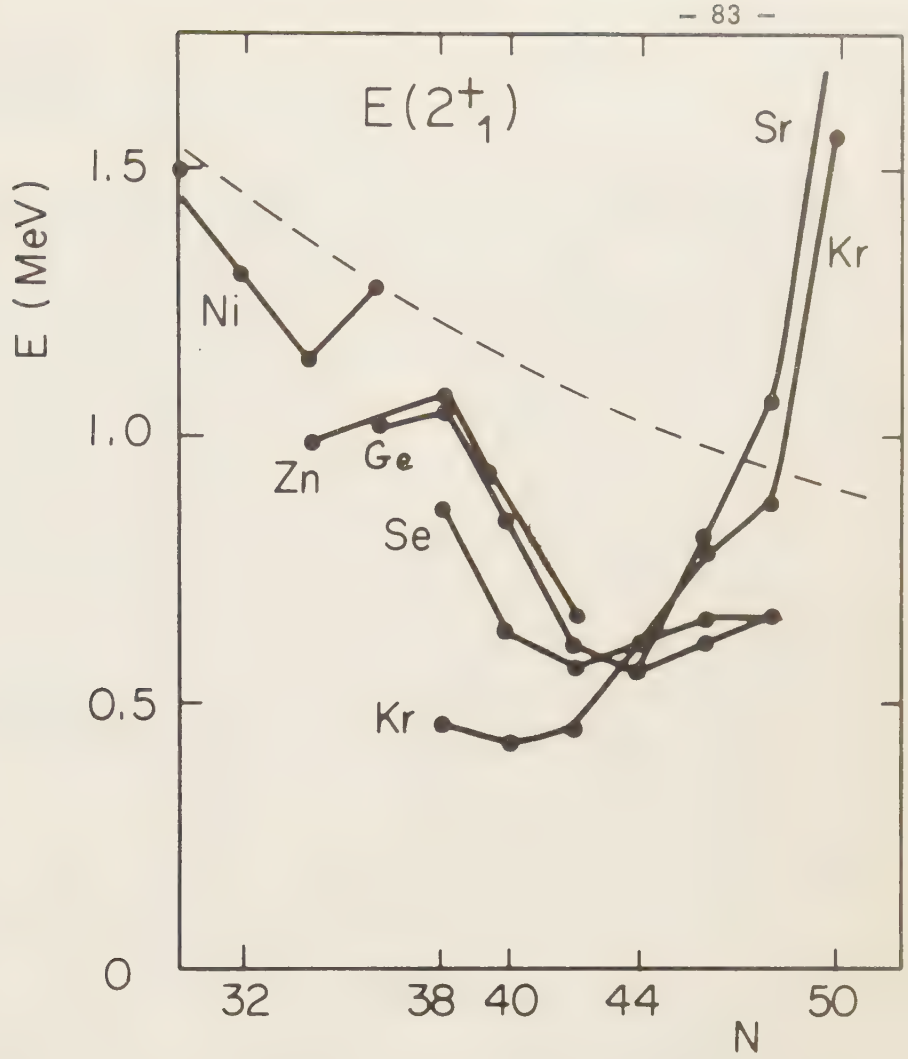

E(2+1)
E (MeV)
1.5
1.0
0.5
0
Ni
Zn
Ge
Se
Kr
Sr
Kr
32
38
40
44
50
N

Fig. 18.

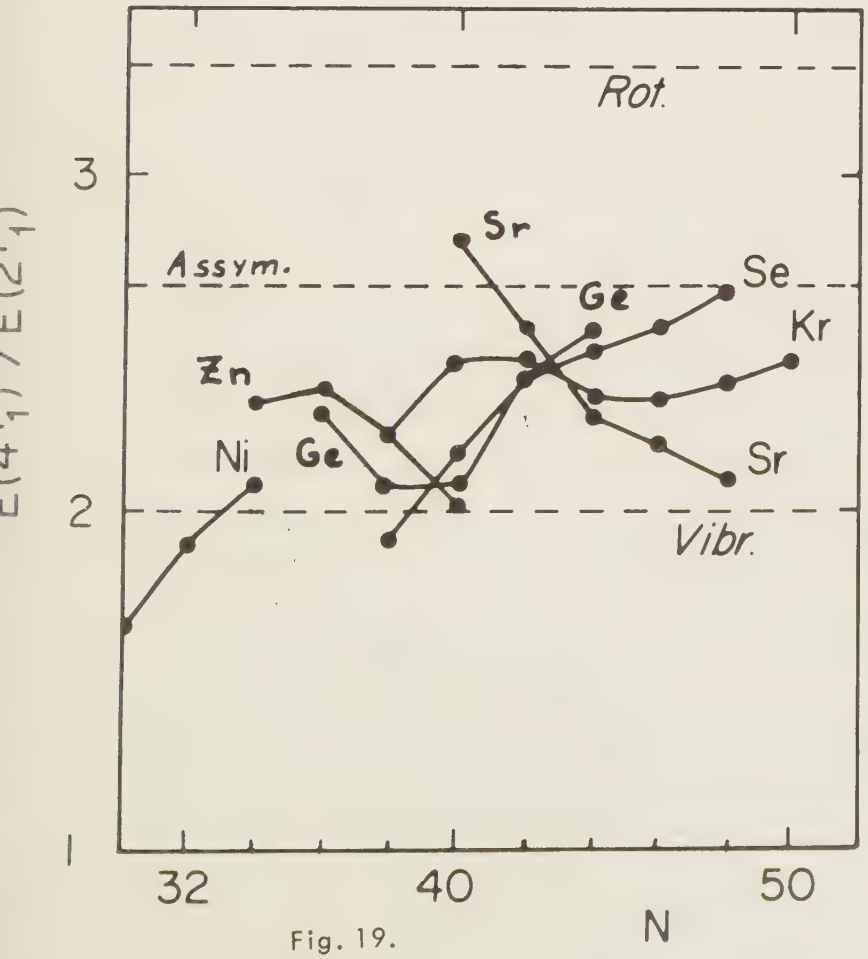

E(4+1) / E(2+1)
Rot.
Assym.
Vibr.
3
2
1
Sr
Se
Ge
Kr
Zn
Ni
Ge
Sr
32
40
50
N

Fig. 19.

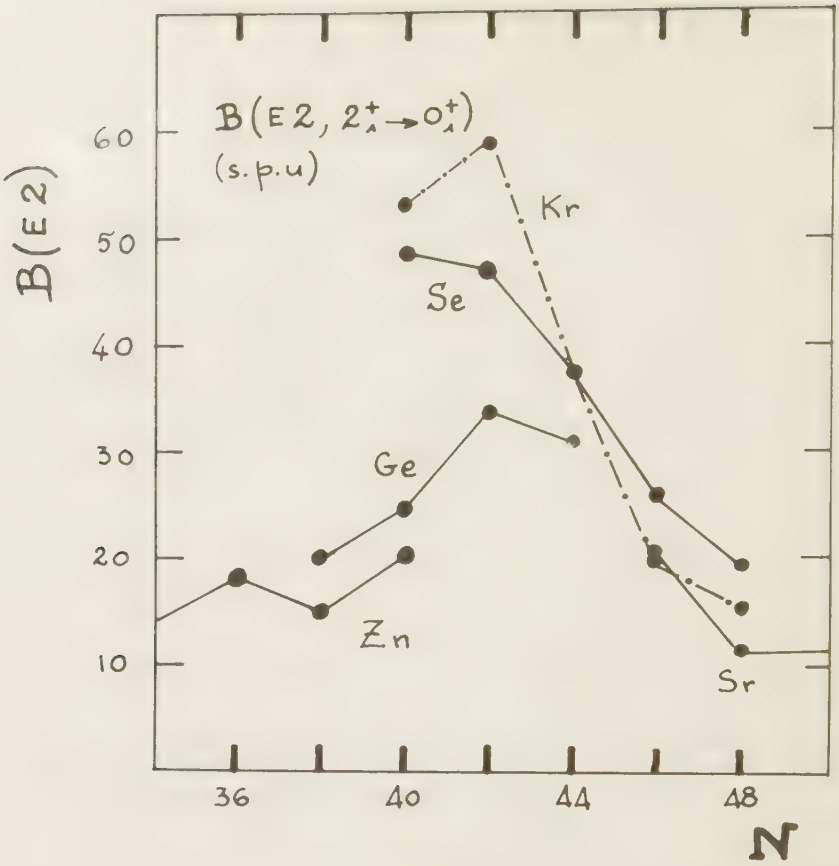

B(E2, 2+1 → 0+1)
(s.p.u)
B(E2)
60
50
40
30
20
10
Kr
Se
Ge
Zn
Sr
36
40
44
48
N

Fig. 20.

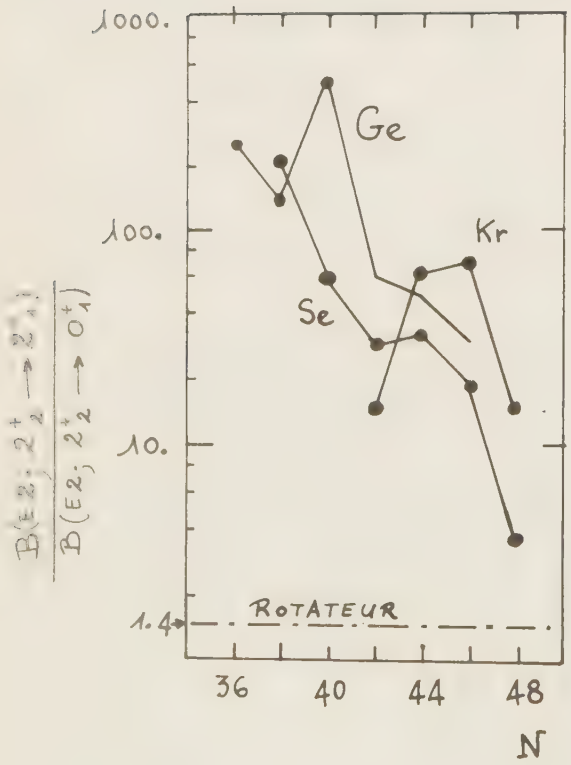

1000.
100.
10.
1.4
Ge
Kr
Se
ROTATEUR
36
40
44
48
N

Fig. 21.

2) - EFFETS DE L'INTERACTION DE CORIOLIS

Dans l'expression de l'hamiltonien du modèle unifié, il apparaît un terme de couplage particule - cœur $H_c = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \vec{I}.\vec{j}$ appelé interaction de CORIOLIS dans lequel $\vec{I} = \vec{R} + \vec{j}$; $\vec{R}$ représente le moment angulaire du cœur, $\vec{j}$ (de projection Ω) celui de la (ou des) particule célibataire qui se couplent pour donner le moment angulaire total $\vec{I}$ de projection K sur un axe de symétrie intrinsèque. Son effet, souvent négligé auparavant, a été étudié en particulier dans le modèle de STEPHENS et SIMON (ST 72).

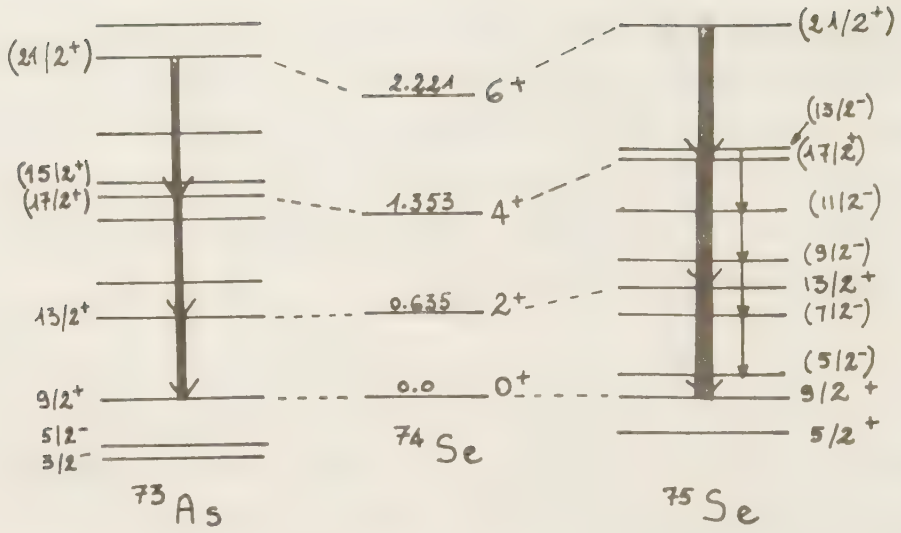
Il est clair que ce terme sera d'autant plus grand que $\vec{j}$ sera grand ; il devient aussi prépondérant quand $\vec{j}$ et $\vec{R}$ ont des directions voisines, donc quand Ω est petit. D'après le schéma de Nilsson, ceci se réalisera quand la couche j_{max} sera en début (en fin) de remplissage si la déformation est positive (respectivement négative). L'effet physique est donc une tendance à découpler le mouvement des particules extérieures de celui du cœur (ce qui rompt par exemple les corrélations de pairing où $j = 0$). La projection Ω de $\vec{j}$ cesse d'être constante et c'est la projection α sur l'axe de rotation qui le devient. Le résultat est donc que les énergies de la bande de rotation seront déterminées par la rotation du cœur. Ainsi, pour un noyau impair, on aura des intervalles d'énergie identiques à ceux du noyau pair - pair voisin ($E = cte \times R(R+1)$) de spins $I = R + \alpha$ où R varie de $\underline{2}$ unités.

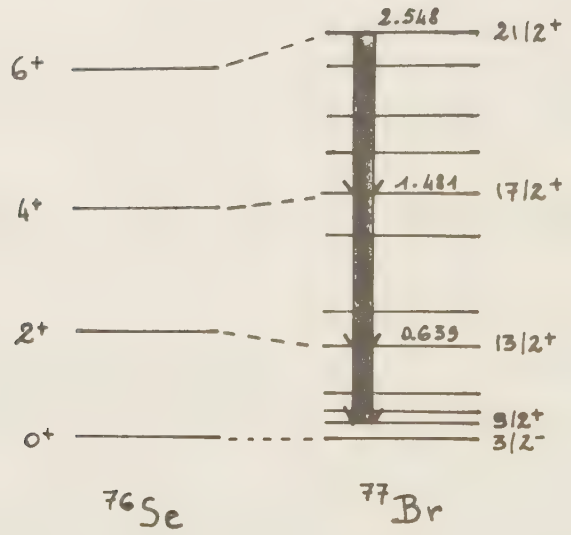
Si cet effet ("bandes découplées") est mis en évidence, il peut constituer un critère de déformation du noyau.

Pour les noyaux qui font l'objet de cette étude, il semble que nous soyons dans un cas favorable puisque la couche $j = 9/2$ est en début de remplissage pour les neutrons.

Des expériences récentes (M E 72) (PR 74) (DE 74) ont effectivement établi les caractéristiques précédentes par l'observation de cascades de transition γ sur ^{75}Se, ^{73}As et ^{77}Br. La figure 22 rassemble ces résultats, où la correspondance avec les niveaux des noyaux pairs - pairs voisins a été indiquée. On voit de plus dans le cas de ^{75}Se, qu'il se superpose une bande de rotation habituelle ($5/2^-$, $7/2^-$, $9/2^-$, $11/2^-$, $13/2^-$) dont le moment est beaucoup plus grand. Deux types de déformation pourraient donc exister dans ^{75}Se.

Si l'interaction de Coriolis a expliqué avec succès les spectres des isotopes de la couche $h\,11/2$ (La, Pd), nous pensons toutefois que la couche $g\,9/2$ a un moment angulaire encore trop faible pour que les modes d'excitation distincts de la rotation puissent être négligées, comme l'indique peut-être notre interprétation des premiers états 0^+ (chapitre IV-1).





Mise en évidence expérimentale

de bandes découplées (ME 72, PR 74, DE 74)

Fig. 22.

B - MODELES THÉORIQUES DES NOYAUX DE TRANSITION OU NOYAUX «MOUS»

Les données expérimentales que nous avons analysées dans le paragraphe précédent montrent les tendances à déformation pour les noyaux qui font l'objet de cette étude. Il apparaît clairement également que ces noyaux n'appartiennent à aucune des deux classes rotationnelle ou vibrationnelle de manière nette : ce sont des noyaux de transition ou mous caractéristiques de ces zones intermédiaires. Etant donné le succès relativement limité rencontré par le modèle vibrationnel, il est d'ailleurs permis de penser qu'un grand nombre de noyaux habituellement considérés comme vibrationnels (ce fut longtemps le cas des Germanium pairs-pairs) appartiennent en fait à cette classe de transition.

Les petits écarts par rapport aux deux limites rotationnelle ou vibrationnelle peuvent être traités par des méthodes de perturbations ; des modèles phénoménologiques sont apparus en ce sens depuis longtemps : dans un premier paragraphe, nous rappellerons ainsi à des fins d'utilisation le modèle de Davydov - Chaban.

Pour tenter de résoudre de manière complète l'équation de Schrödinger pour les noyaux mous, deux attitudes générales ont été adoptées :

* on peut déterminer les paramètres de l'Hamiltonien de BOHR à partir d'un point de vue fondamental : le modèle en couches où une interaction résiduelle pairing-plus quadrupole est ajoutée, par exemple. Ce sera la théorie microscopique de KUMAR et BARANGER que nous analyserons ensuite mais qui n'a pas encore été appliquée aux noyaux qui nous intéressent.

* on peut aussi déterminer ces mêmes paramètres directement par un "fitting" de l'expérience. Nous verrons dans notre discussion un tel exemple avec les calculs de GNEUSS et GREINER appliqués aux germanium. Le modèle rotationnel-vibrationnel (FA 65) appartient aussi à ce type de calcul et nous en verrons un exemple pour les germanium à la fin de ce chapitre avec les calculs de STEWART et CASTEL.

1) - LE MODELE PHÉNOMÉNOLOGIQUE DU ROTOR ASYMÉTRIQUE

Ce modèle initialement proposé par C. MARTY (MA 56) fut développé par DAVYDOV, FILIPPOV et CHABAN (DA 58). On suppose qu'une déformation permanente non axiale existe dans le cadre de l'approximation adiabatique : elle est fonction des deux paramètres β et α de l'hamiltonien de BOHR et MOTTELSON caractérisant respectivement l'écart du noyau par

rapport à la sphéricité et l'écart de sa forme par rapport à la symétrie axiale. Le paramètre γ est relié aux énergies des premiers niveaux 2^+ ou 3^+ :

$$\sin 3\gamma = \left\{ 9/2 \left[1 - \left(\frac{E_{2^+_2} - E_{2^+_1}}{E_{2^+_2} + E_{2^+_1}} \right)^2 \right] \right\}^{1/2} \qquad (29)$$

On a aussi :

$$E_{2^+_1} + E_{2^+_2} = E_{3^+_1}$$

Dans ses développements plus élaborés, ce modèle inclut aussi des vibrations β autour d'une valeur d'équilibre (le noyau étant rigide en γ) et des vibrations γ faisant apparaître un niveau 0^+_γ additionnel. Ce modèle a été appliqué au germanium par KREGAR et MIHAILOVIC (KR 67) : des valeurs du paramètre γ voisines de 25° – 30° sont trouvées. Une indication de déformation oblate ($\beta < 0$) pour les états fondamentaux est fournie. Leurs résultats ont néanmoins été contestés par la suite car les probabilités de transition B (E2 ; $0^+_2 \rightarrow 2^+_1$) qu'ils avaient mesurées et utilisées pour leur calcul n'ont pas été retrouvées par d'autres expérimentateurs (SI 69) (HA 72).

2) - LE MODELE MICROSCOPIQUE DE KUMAR – BARANGER

a) Schéma du calcul

C'est une méthode adiabatique où les états d'excitation de basse énergie sont supposés être dûs uniquement au mouvement quadrupolaire. Le point de départ est l'hamiltonien collectif de BOHR et MOTTELSSON mais aucune hypothèse n'est faite sur l'harmonicité de la solution (soit autour d'une forme sphérique, soit autour d'une déformation). Ce modèle semble donc pouvoir s'appliquer aux noyaux de transition. (KU 67 – 71) (BA 65).

Cinq paramètres sont utilisés : les 3 angles d'Euler ψ, θ, φ et les 2 paramètres de déformation quadrupolaire β et γ qui relient les rayons intrinsèques R_1, R_2, R_3 de l'ellipsoïde à son rayon moyen :

$$\left.\begin{aligned} R_1 &= R_0 \left[1 + (5/4\pi)^{1/2} \beta \cos \left(\gamma - 2\tfrac{\pi}{3}\right) \right] \\ R_2 &= R_0 \left[1 + (5/4\pi)^{1/2} \beta \cos \left(\gamma + 2\tfrac{\pi}{3}\right) \right] \\ R_3 &= R_0 \left[1 + (5/4\pi)^{1/2} \beta \cos \gamma \right] \end{aligned}\right\} \qquad (30)$$

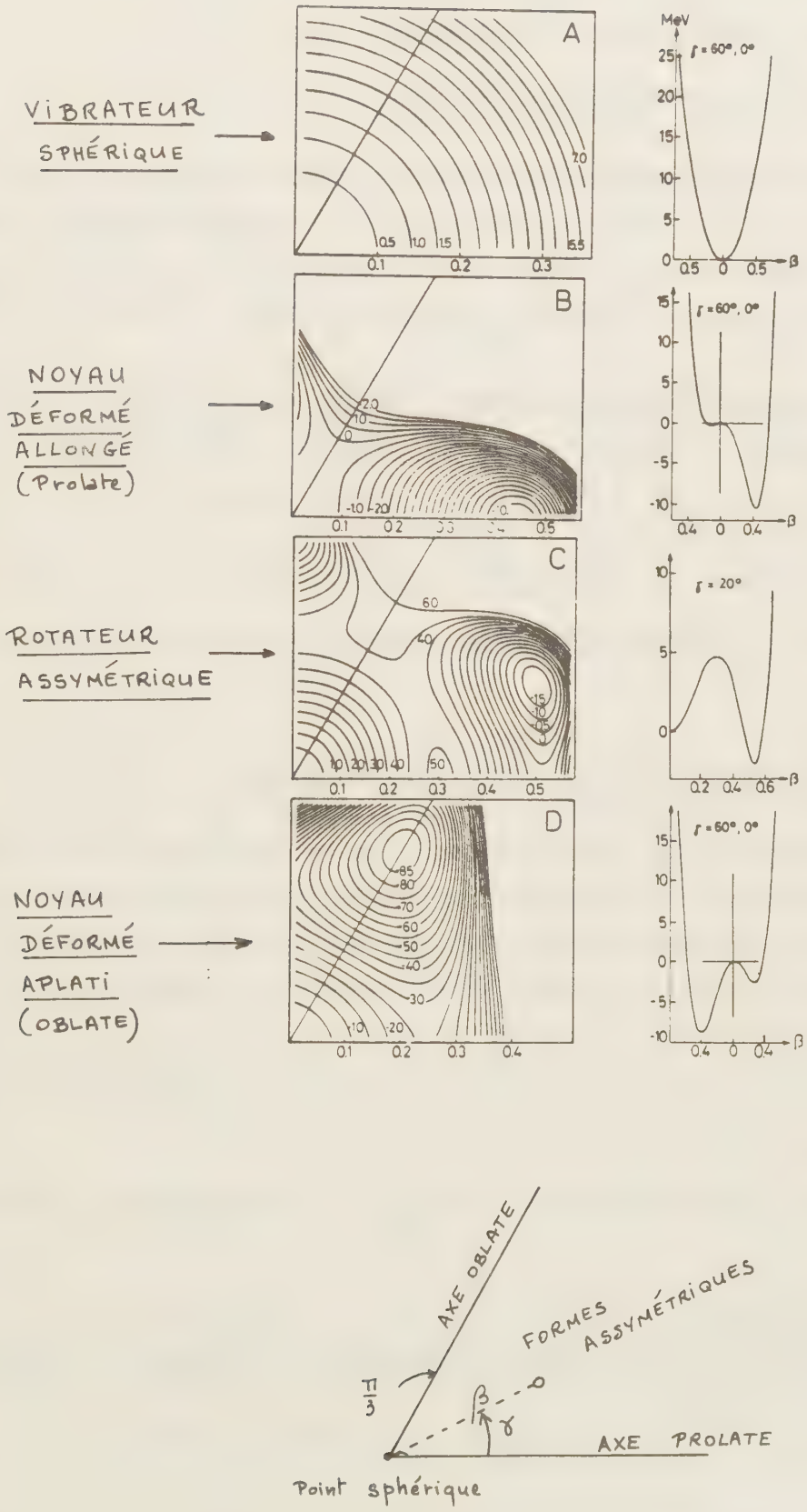


Fig. 23.— Surfaces d'énergie potentielle collective.

L'hamiltonien microscopique H est la somme de 3 quantités :

$$H = H_S + H_{appariement} + H_{quadrupole}$$

où H_S est l'hamiltonien du modèle en couches.

La valeur minimale de $H(\beta, \gamma)$ correspondant à la position d'équilibre statique est calculée par la méthode Hartree - Bogoliubov dépendant du temps. Le calcul est effectué en un grand nombre de points (β, γ) et fournit ainsi des surfaces d'énergie potentielle dont quelques exemples sont donnés sur la figure 23, avec la coupe correspondant à γ = cte. (modulo $\pi/3$ (*))

Le traitement dynamique complet revient à considérer $H(\beta, \gamma)$ comme l'énergie potentielle à laquelle doivent être ajoutées les termes d'énergie cinétique pour obtenir l'hamiltonien collectif :

$$H_{coll} = V(\beta, \gamma) + T_{rotationnelle} + T_{vibrationnelle}$$

qui est alors diagonalisé exactement pour obtenir les niveaux d'énergie et les fonctions d'onde correspondantes.

b) Prescriptions de KUMAR et BARANGER que nous utiliserons :

Ce type d'approche nécessite des temps de calculs importants et a été appliqué pour l'instant avec un certain succès à un grand nombre de noyaux de transition dans la région des Samarium, Osmium, Platine, Mercure. Des calculs sont entrepris dans la région qui nous intéresse (KU 74). Des transitions de phase sphérique $\longrightarrow$ déformée, prolate $\longrightarrow$ oblate ou superfluide $\longrightarrow$ phase normale ont été étudiées et un certain nombre de critères expérimentaux ou théoriques permettant de caractériser ces transitions ont pu ainsi être proposés par KUMAR et BARANGER.

Ce sont par exemple pour une transition prolate - oblate :

- un changement de signe de la quantité $\cos 3\gamma_{effectif}$; c'est-à-dire des fluctuations de γ autour de 30° ;

(*) *Les conditions de symétrie contenues dans les formules (30) montrent qu'une permutation des rayons revient à remplacer γ par $-\gamma, 2\pi/3 \pm \gamma$ ou $-2\pi/3 \pm \gamma$ donc le plan (β, γ) peut-être entièrement spécifié à l'intérieur d'un secteur de 60° ($0 \leqslant \gamma \leqslant 60°$ par exemple).*

– un changement de signe de la différence $E_{2_2^+} - E_{4_1^+}$ correspondant au croisement des niveaux 2_γ^+ et 4^+. Cette quantité a été trouvée (dans les noyaux étudiés par KUMAR) comme étroitement corrélée à la différence des énergies oblate - prolate ;

– un dédoublement de la résonance dipolaire géante ;

– des extrema dans les sections efficaces de transfert de particules qui correspondent à l'amplitude du changement de forme.

3) - LES CALCULS DE SURFACES D'ÉNERGIE POTENTIELLE DE GNEUSS ET GREINER

Ces auteurs ont développé la description précédente pour construire les surfaces d'énergie potentielle $V(\beta,\gamma)$ mais avec la démarche inverse, c'est-à-dire en déduisant leurs paramètres des propriétés expérimentales.

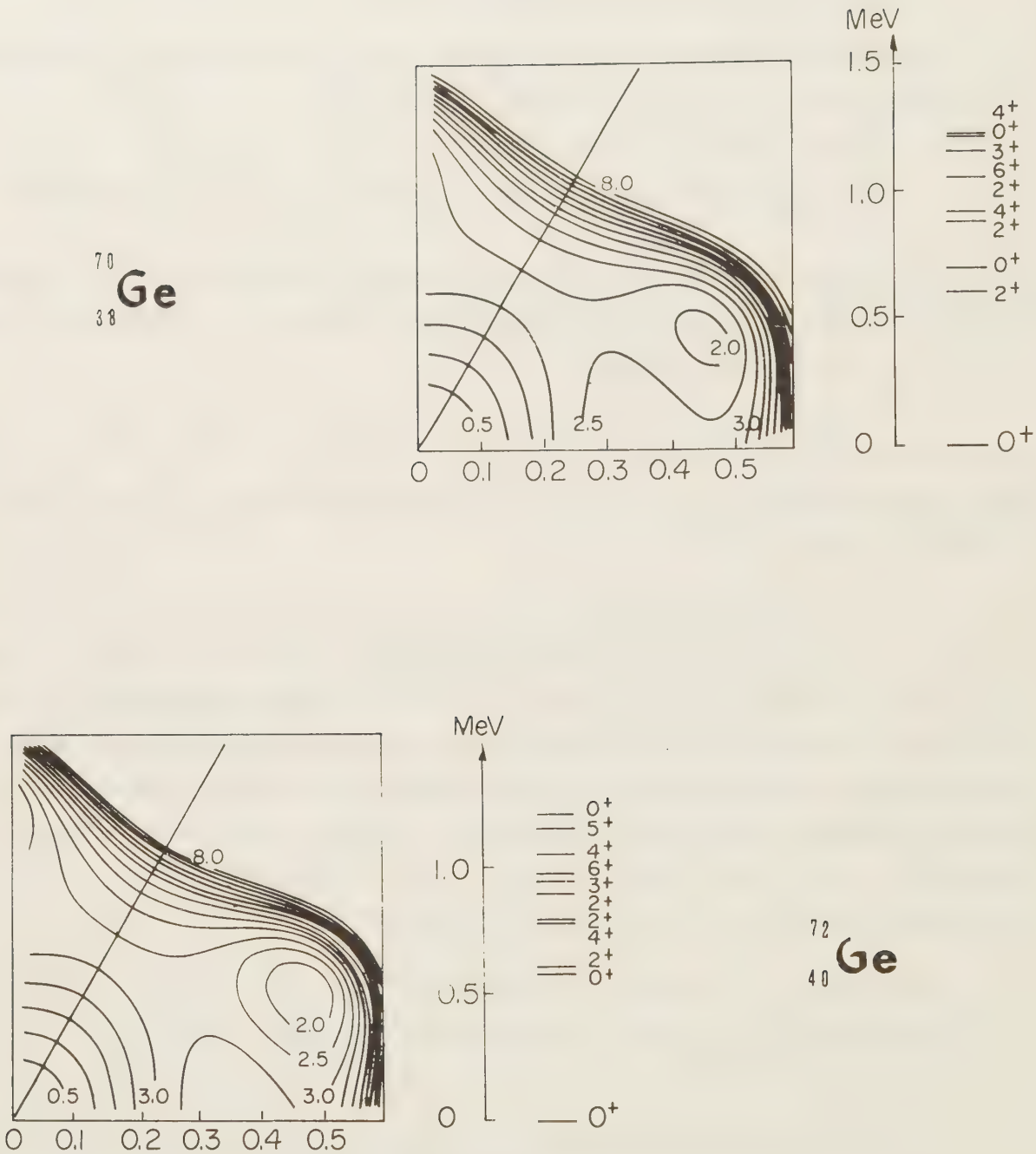
Des calculs préliminaires ont été effectués pour les germanium (^{72}Ge et ^{70}Ge) ; les surfaces d'énergie potentielle calculées sont reportées sur la figure 24 ainsi que les spectres d'énergie correspondants (GN 71).

Ces surfaces présentent deux minima : le premier sphérique correspondant au fondamental et le second ($\beta \sim 0.45$ et $\gamma \sim 25°$) étant responsable de l'apparition du niveau 0_2^+ à basse énergie. Ce minimum, un peu plus profond dans ^{72}Ge fait bien apparaître le 0_2^+ comme premier niveau excité. On notera que la barrière entre les deux puits est relativement basse et l'individualité des fonctions d'onde (et donc des éventuelles séquences rotationnelles) de chaque puits n'est certainement pas préservée.

Ces résultats sont cependant criticables pour deux raisons :

– les auteurs se sont basés sur un spectre en énergie encore très mal connu et qui apparaît de fait mal reproduit à présent, en particulier pour la forte densité des niveaux vers 1 MeV ;

– la coexistence d'un état sphérique 0_1^+ et d'un état déformé 0_2^+ s'accorde mal avec le résultat de la mesure du rapport $\dfrac{B(E2\,;\,2_1^+ \rightarrow 0_2^+)}{B(E2\,;\,2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}$ (SI 69) (HI 69) qui fournit une valeur de la déformation β plus petite pour le niveau 0_2^+ que pour le fondamental.



Calculs de Surfaces d'énergie potentielle de GNEUSS et GREINER

Fig. 24.

C - POSSIBILITÉS D'UNE TRANSITION OBLATE - PROLATE ET DE L'EXISTENCE DE NOYAUX CRITIQUES OU SUPERMOUS POUR $^{72-70}$Ge DÉDUITES DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES :

Nous avons rassemblé sur les figures 25 à 29 certaines systématiques issues, soit de nos expériences, soit de données expérimentales antérieures (en particulier pour les noyaux voisins de ceux que nous avons étudiés).

- La différence $(E_{2_2^+} - E_{4_1^+})$ montre une nette tendance à s'annuler et à s'inverser pour $N \sim 40-42$ (figure 25).

- Les sections efficaces que nous avons mesurées au cours des réactions :

$$^{69,71}\mathrm{Ga}\ (^3\mathrm{He}, d)\ ^{70,72}\mathrm{Ge} \quad (N = 38-40)$$
$$^{75}\mathrm{As}\ (^3\mathrm{He}, d)\ ^{76}\mathrm{Se} \quad (N = 42)$$
$$^{79,81}\mathrm{Br}\ (^3\mathrm{He}, d)\ ^{80,82}\mathrm{Kr} \quad (N = 44-46)$$
$$^{69,71}\mathrm{Ga}\ (d, n)\ ^{70,72}\mathrm{Ge} \quad (N = 38-40)$$

et celles mesurées par FORD (FO 67) au cours de l'étude des réactions ^{63,65}Cu(^{3}He, d) ^{64,66}Zn (à 18 MeV) nous permettent de dresser une systématique des intensités de transition (comparées à celle du fondamental correspondant) pour les niveaux 0_2^+, 2_1^+, 2_2^+ et 4_1^+ entre N = 34 et 46 (fig. 26) la liaison entre des points expérimentaux correspondant à des cibles de n° atomiques différents nous paraissant justifiée par le fait que la plupart des propriétés connues pour ces niveaux varient peu avec Z dans cette zône. Des variations très brusques (de 1 à 2 ordres de grandeur) apparaissent avec un minimum à N = 40 pour les états 2_1^+, 2_2^+ et 4_1^+ et un maximum pour 0_2^+. Le même phénomène apparaît pour la transition (p, t) conduisant au premier niveau excité 0_2^+ (fig. 27).

- La figure 28 montre un minimum très accusé dans la position du niveau 0_2^+ pour N = 40 et pour l'ensemble des noyaux Zn, Ge, Se, Kr. Il devient même le premier niveau excité dans ^{72}Ge.

- La valeur moyenne du carré de la déformation β_{rms} peut être déduite des mesures des probabilités de transition $B(E2;\ 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ (NO 71)

$$B(E2;\ 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = \left(\frac{3\,Z\,R_0^2}{4\pi}\right)^2 \beta^2$$

La figure 29 montre que cette quantité est maximum pour l'ensemble des noyaux vers $N \sim 40-42$ ($\beta \sim 0.3$ à 0.4)

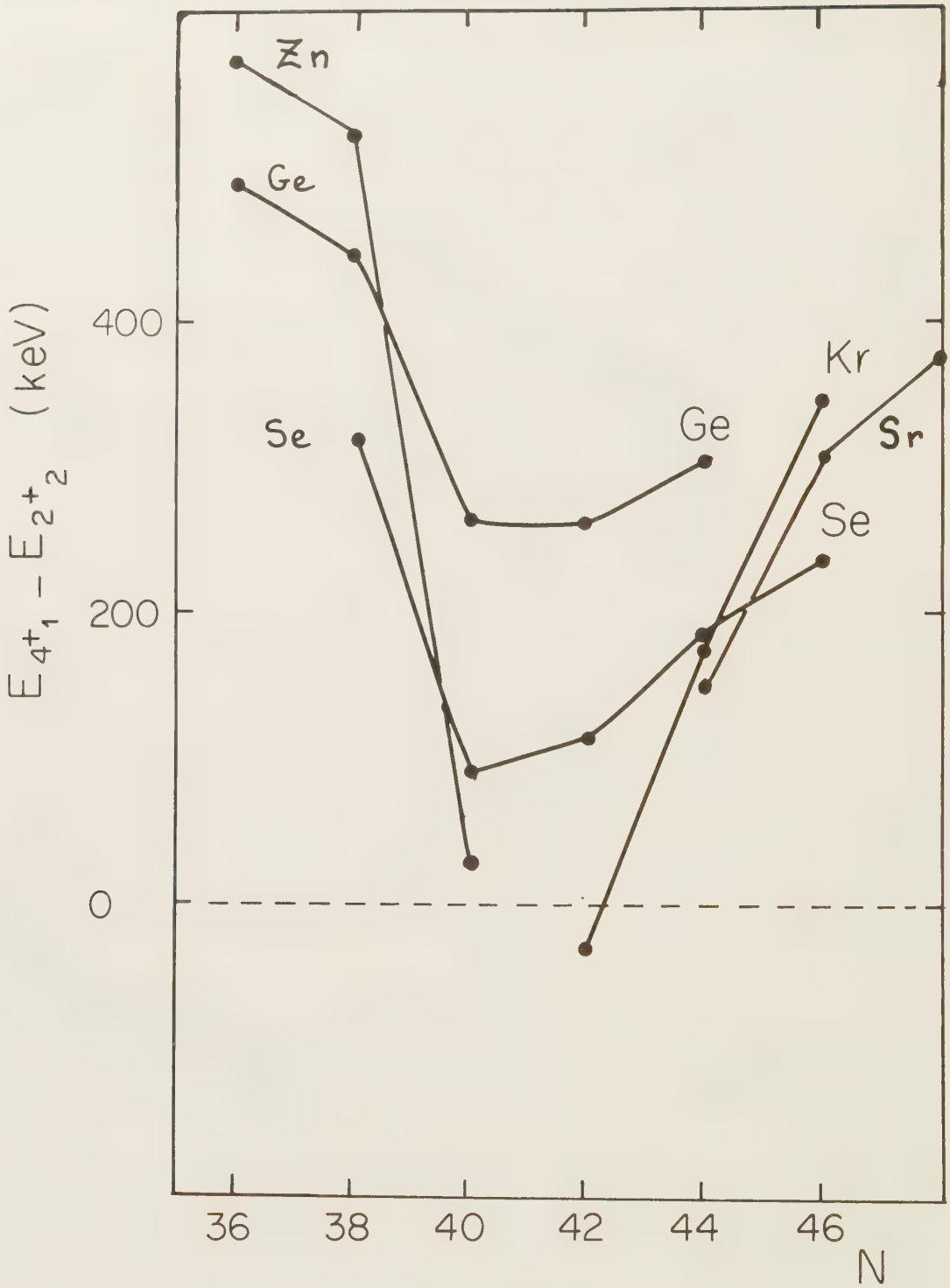


Fig. 25.

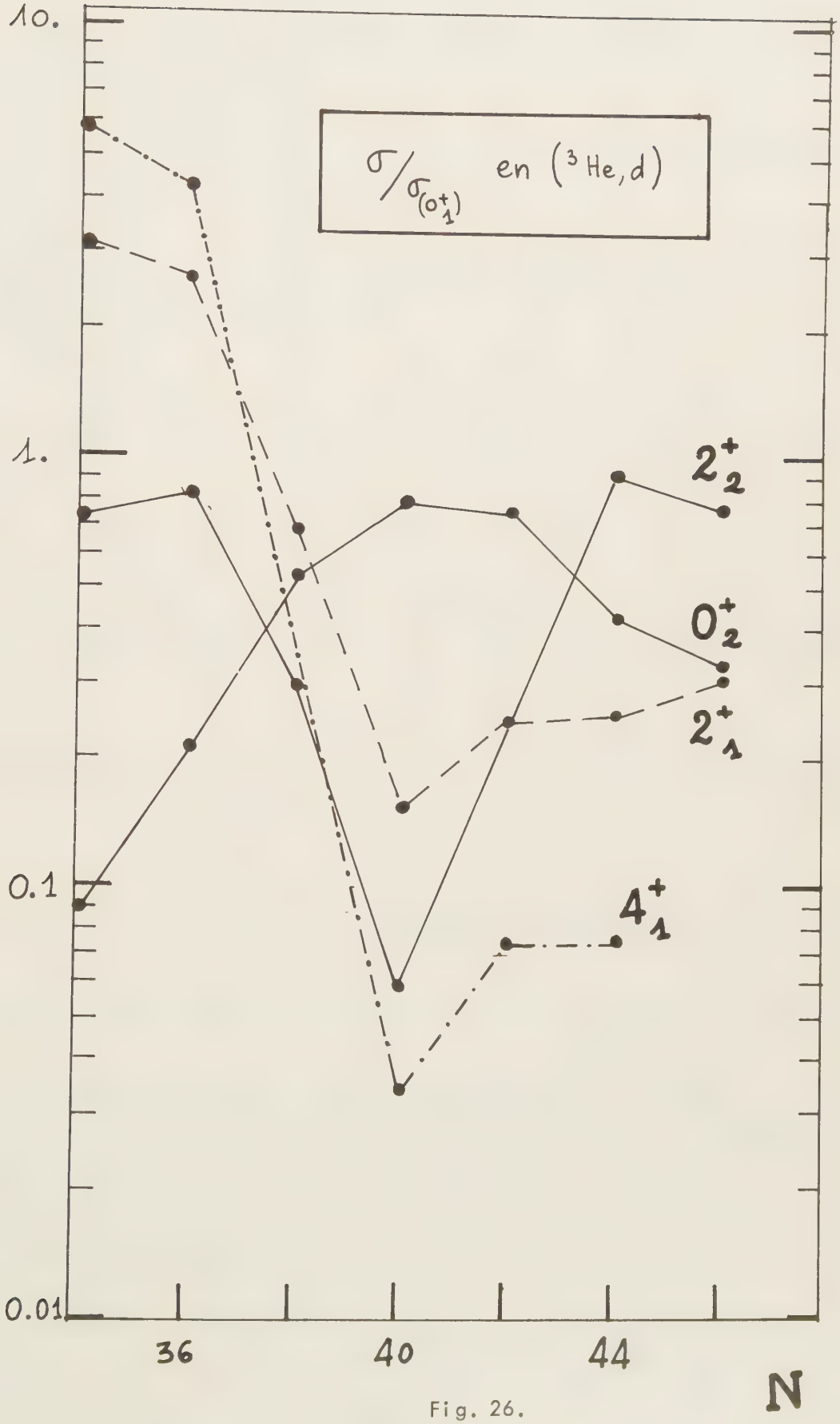


Fig. 26.

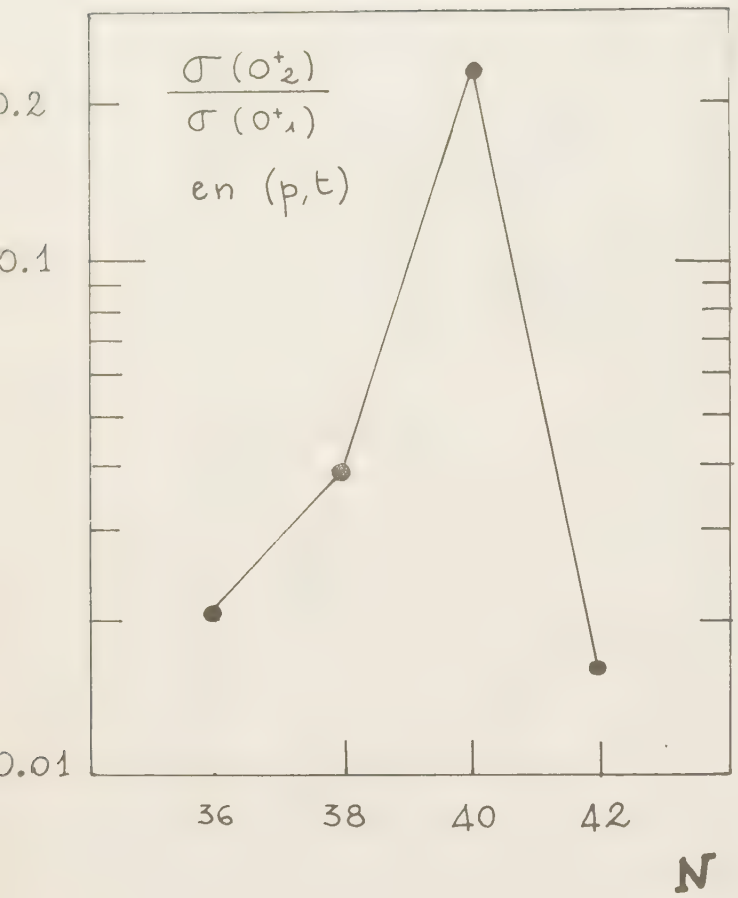


Fig. 27.

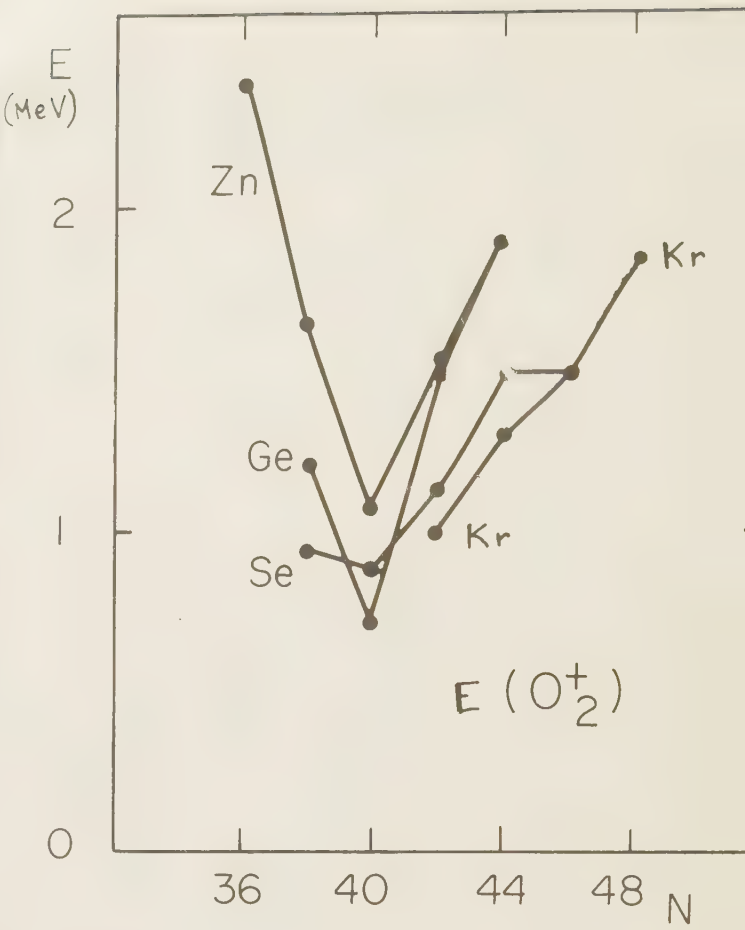


Fig. 28.

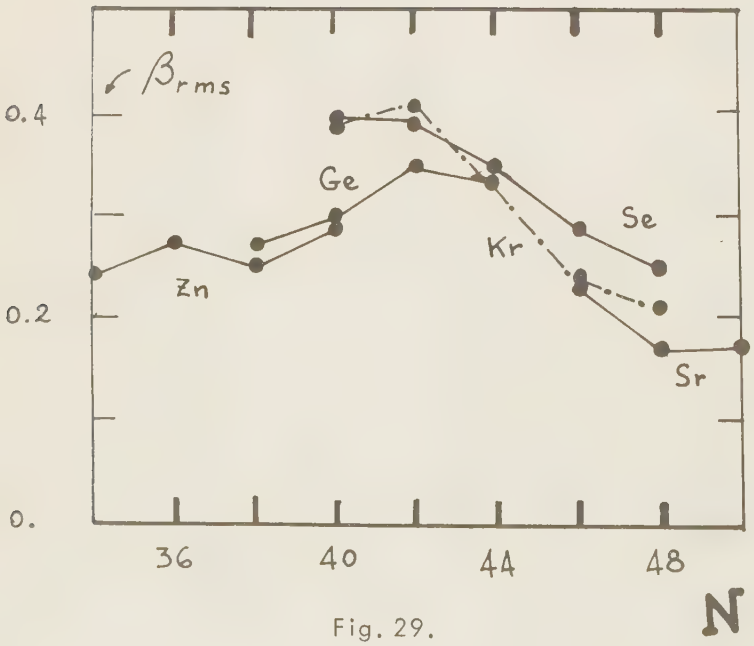


Fig. 29.

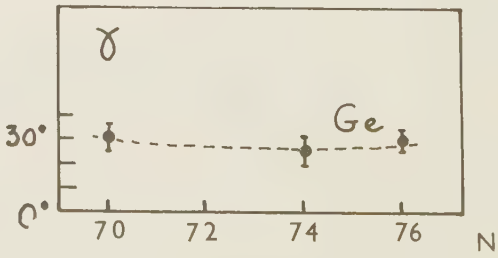


Fig. 30.

- en utilisant, selon la méthode de KUMAR, la règle de somme sur les transitions E2 déduites des expériences d'excitation coulombienne, CLINE (CL 71) a trouvé une valeur moyenne du paramètre d'assymétrie $\overline{\gamma} \sim 30°$ (fig. 30)

- il est également à remarquer que la densité des tout premiers niveaux des noyaux de cette région est toujours maximum pour $N \sim 40$.

- enfin, des expériences très récentes (BE 75) ont montré le dédoublement de la résonance dipolaire géante pour les germanium pairs - pairs sauf pour ^{72}Ge où une structure intermédiaire est observée.

Il nous semble bien, d'une part, que certaines caractéristiques d'une transition oblate - prolate proposées par KUMAR (voir paragraphe B précédent) apparaissent ici.

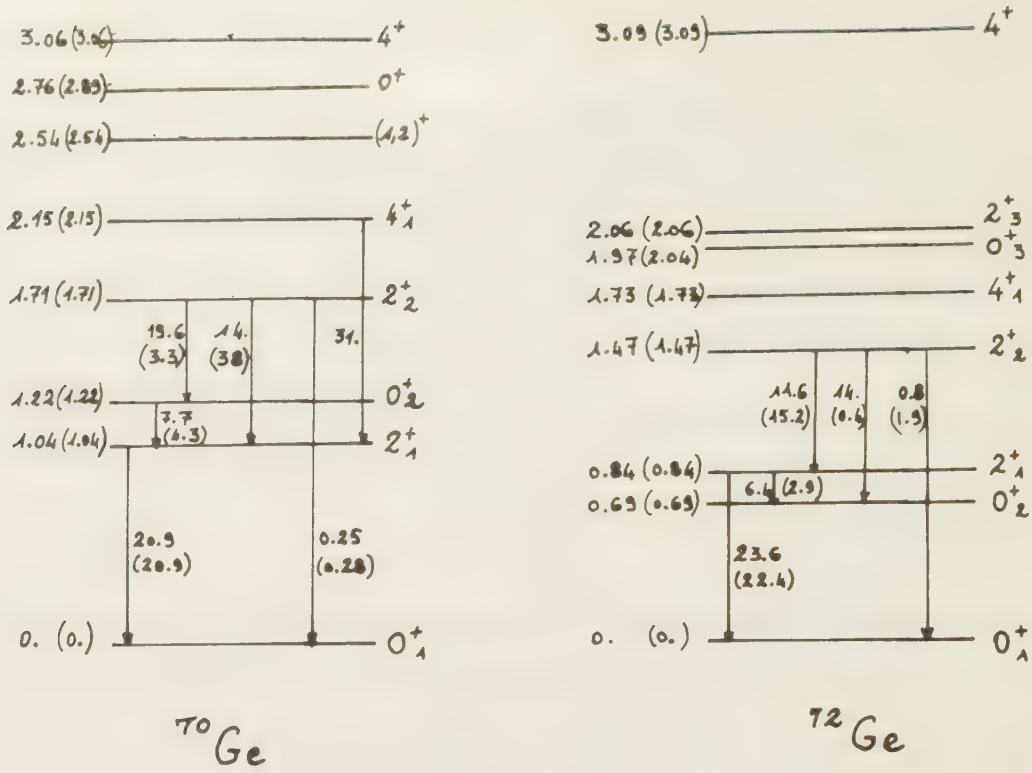
D'autre part, certaines des dernières systématiques précitées ont constitué des critères, observés dans la région Hg - Pt - Os, et proposés par le groupe de FOUCHER (CA 74) comme pouvant caractériser des noyaux critiques ou supermous. Ces analogies méritent à notre sens d'être signalées et si cette hypothèse était juste, la zone $N \sim 40 - 42$ pour Ge, Se serait une zone critique.

La figure 26, déduite de nos données expérimentales, fait apparaître un aspect additionnel important : la nature du premier niveau 0^+ clairement distincte de celle (collective) des autres premiers niveaux d'excitation.

D - LES APPROCHES THÉORIQUES DES GERMANIUM PAIRS - PAIRS

1) - LES CALCULS EN COUPLAGE ROTATION - VIBRATION DE STEWART ET CASTEL

Parmi les premières approches phénoménologiques des noyaux de transition, nous avons déjà signalé le modèle rotationnel - vibrationnel. STEWART et CASTEL (ST 70) ont tenté une approche en ce sens en 1970. L'interaction entre un vibrateur (dont les excitations jusqu'à 2 phonons sont prises en compte) et un rotateur (3 premiers niveaux d'une bande K = 0) est calculée pour reproduire exactement la séquence des premiers niveaux de ^{70}Ge et ^{72}Ge. Les taux de transition E2 sont ensuite calculés et comparés à l'expérience (fig. 31).



CALCULS de STEWART et CASTEL

Fig. 31.

Sur la figure 31, les valeurs théoriques et expérimentales (portées entre parenthèses) sont comparées. L'accord général est assez bon sauf pour la transition $2^+_2 \longrightarrow 0^+_2$ qui est mal reproduite.

Nous remarquerons dans le cas de ^{72}Ge, un niveau 0^+_3 calculé à 1.97 MeV, qui s'accorderait très bien avec notre nouveau niveau observé à 2.029 MeV et pour lequel nous avons proposé $J^\pi = 0^+$ comme caractéristique probable.

Ce modèle est certainement très grossier mais donne néanmoins le sens d'une explication de la structure de ^{70}Ge et ^{72}Ge : à savoir la cœxistence d'une déformation et d'une vibration.

L'hypothèse de déformation est confirmée par les remarques que nous avons établies plus haut. La possibilité d'une vibration dans ces noyaux est à rapprocher des remarques que nous faisions au début de ce chapitre (fig. 18 à 21) : c'est pour $N \sim 40$ que ces noyaux se rapprochent le plus de la structure vibrationnelle. Nous confirmerons cet aspect par la suite.

2) - LES CALCULS EN QUASI-PARTICULES DE de VRIES :

Des calculs utilisant le formalisme des quasi-particules (BA 60) viennent de nous être communiqués (VR 74 – non publié) par DE VRIES. Des états à deux quasi-particules :

$$A^{+}_{JM}(ab)\,|O\rangle = \sum_{m_a, m_b} \langle j_a, j_b, m_a, m_b | JM \rangle \xi^{+}_{\alpha} \xi^{+}_{\beta} |O\rangle$$

(avec ξ^{+} opérateur de création de quasi-particules
et $|O\rangle$ = état caractérisé par le vide de quasi-particules)

sont construits séparément pour les neutrons et les protons, avec 5 orbites de valence : $f^{7/2}$, $p^{3/2}$, $f^{5/2}$, $p^{1/2}$ et $g^{9/2}$.

L'hamiltonien du modèle en couches est alors diagonalisé sur cette base avec une interaction résiduelle du type "Sussex" + une force de pairing. Un spectre (à deux quasi-particules) est alors obtenu pour les germanium pairs - pairs.

Ces états à deux quasi-particules sont ensuite couplés à des excitations de phonons par une interaction quadrupolaire + dipolaire. Les vibrations sont prises en compte pour un nombre de phonons $N \leqslant 4$.

Les spectres calculés pour $^{68-76}$Ge sont portés sur la figure 32 et comparés aux données expérimentales.

Un accord d'ensemble est obtenu pour les premiers niveaux excités 2^{+}_{1}, 2^{+}_{2}, 4^{+}_{1}.... sauf pour le niveau excité 0^{+}_{2} : un niveau 0^{+} est bien trouvé, mais toujours largement au-dessus du niveau expérimental 0^{+}_{2} tout particulièrement pour ^{70}Ge et ^{72}Ge. On note par contre une correspondance de ce niveau 0^{+} avec, d'une part le niveau connu 0^{+}_{3} à 2.307 MeV dans ^{70}Ge et d'autre part notre nouveau niveau 0^{+} possible à 2.029 MeV. Cette correspondance est purement qualitative pour l'instant et les auteurs ont repris leurs calculs pour préciser les propriétés prédites pour ce niveau 0^{+} (en particulier les propriétés électromagnétiques).

Ce niveau 0^{+} correspond à 20 % de vide de quasi-particule couplé à N = 0 phonon + 50 % de vide de quasi-particules couplé à l'état à 2 phonons. Il est donc sans doute de nature vibrationnelle principalement et devrait plutôt correspondre au premier niveau excité 0^{+}_{2}. Il est probable, étant donné la structure critique que nous avons postulée précédemment pour $N \sim 40$, que les corrélations de pairing soient profondément modifiées pour ces noyaux et ceci explique-

calculs de DE VRIES (UTRECHT)

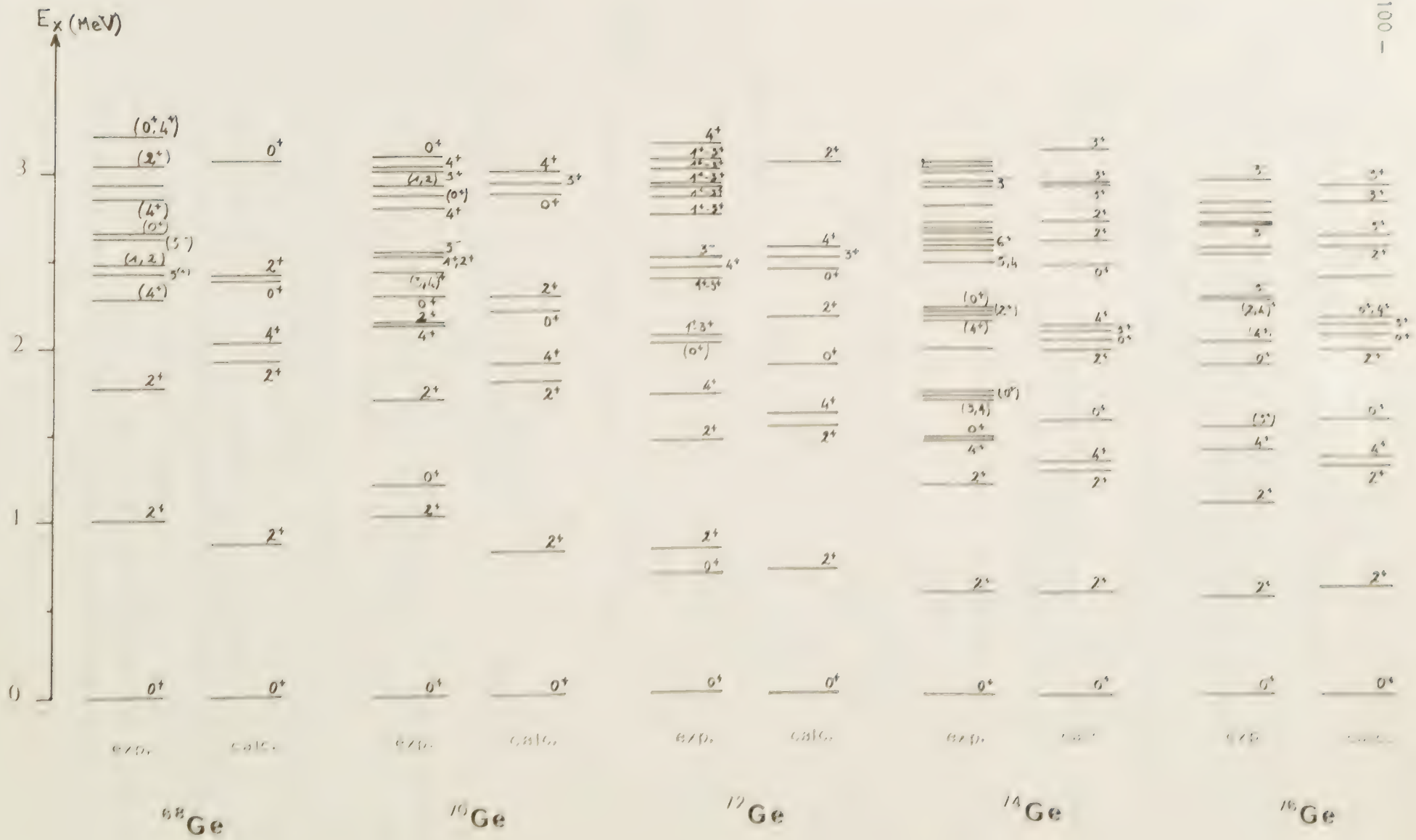


Fig. 32.

rait les difficultés évoquées ci-dessus. Par ailleurs, la négligence des états à plus de 2 quasi-particules ne peut produire des états très collectifs qui contiennent nécessairement un grand nombre de quasi-particules.

3) - COURBES D'ÉNERGIE POTENTIELLE OBTENUES PAR LES CALCULS HARTREE-FOCK

Nous avons obtenu la collaboration de B. GRAMMATICOS et G. RIPKA (C.E.N. SACLAY) pour le calcul des courbes d'énergie potentielle de déformation utilisant la méthode self-consistante d'HARTREE-FOCK.

L'interaction de SKYRME (SK 56) (SK 59) utilisée dans les calculs de HARTREE-FOCK s'est révélé être un outil intéressant pour l'étude des déformations nucléaires (VA 72). Elle contient une interaction à 2 corps et une interaction à 3 corps :

$$V = \sum_{i<j} v_{ij}^{(2)} + \sum_{i<j<k} v_{ijk}^{(3)}$$

C'est l'équivalent d'une force de portée nulle. La localité de l'hamiltonien d'Hartree-Fock qui en découle amène l'existence d'une masse effective dont l'expression en fonction des densités montre une dépendance par rapport aux vitesses. Elle permet ainsi un traitement relativement aisé des équations Hartree-Fock.

Le calcul de l'énergie en-dehors des points d'équilibre est réalisé par l'introduction d'une contrainte : on contraint le déterminant de Slater à posséder un moment quadrupolaire donné par minimisation de la quantité $\langle H \rangle - \lambda \langle Q \rangle$ (λ jouant le rôle d'un paramètre de Lagrange).

Ce type de calcul a déjà été appliqué à l'étude des déformations axiales : l'intérêt principal de la méthode de B. GRAMMATICÓS est de l'avoir appliqué pour la première fois à des déformations triaxiales, ce qui permet une approche intéressante des noyaux mous. Le pairing est traité avec un gap constant $\Delta = 1.3$ MeV et le calcul est ici effectué sur les 6 premières couches de l'oscillateur harmonique.

Les résultats obtenus pour des calculs axiaux sur les germanium pairs-pairs ^{68}Ge, ^{70}Ge, ^{72}Ge, ^{74}Ge, ^{76}Ge et ^{78}Ge sont rassemblés sur la figure 33. La déformation est représentée par le moment quadrupolaire Q_{20} en fm^2.

CALCULS HARTREE - FOCK (Interaction de Skyrme)

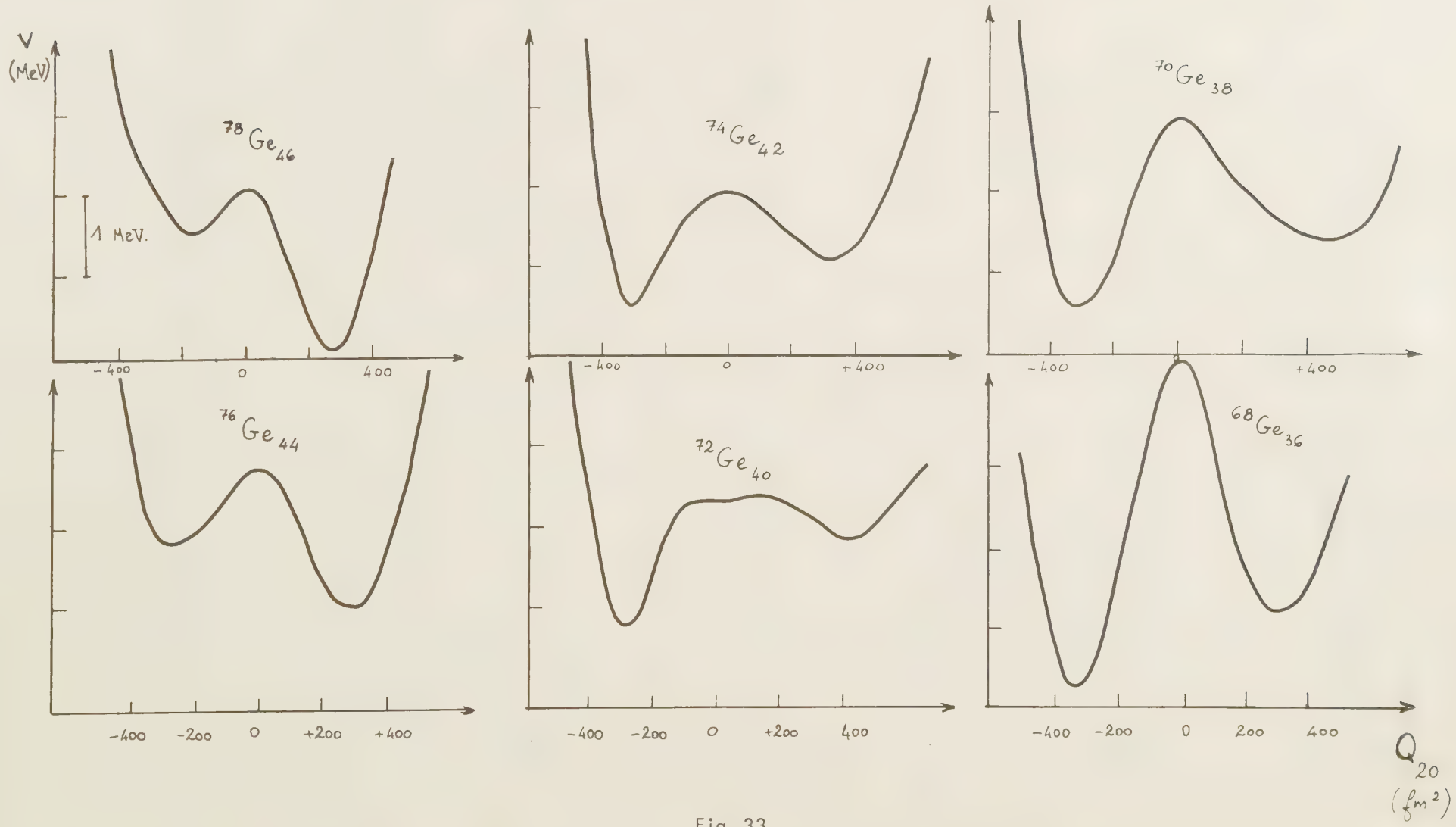


Fig. 33.

Un certain nombre de conclusions intéressantes peuvent être tirées de ces résultats :

- ^{78,76}Ge (N = 46, 44) apparaissent comme des rotateurs rigides allongés ou "prolates" dans leur état fondamental ;
- ^{68}Ge (N = 36) est un rotateur aplati ou "oblate".

Entre ces noyaux, la transition prolate ⟶ oblate s'opère graduellement et ceci est conforme aux données expérimentales, ainsi que nous l'avons postulé dans le paragraphe B. Ces résultats sont à rapprocher de la prédiction par DICKMANN (DI 72) d'une tendance à déformation oblate maximum pour N = 38 : ses calculs utilisaient le modèle de STRUTINSKY (ST 65) (qui a fourni par ailleurs une bonne interprétation des isomères de fission) et une tendance oblate maximum était trouvée dans les kryptons pour ^{72}Kr. Des conclusions identiques ont été apportées par RAGNARSSON et NILSSON (RA 71).

Entre ces deux extrêmes, le ^{72}Ge se distingue nettement par une tendance à la forme sphérique, les deux minimum n'étant pas accusés suffisamment pour créer une déformation stable. Il est probable qu'une vibration autour de la forme sphérique puisse rendre compte de l'abaissement du premier niveau 0_2^+. Le ^{74}Ge montre aussi, mais à un degré moindre, cette même tendance.

Des calculs triaxiaux sont actuellement en cours : ils montrent pour des noyaux tels que ^{74}Ge une grande instabilité par rapport au paramètre d'assymétrie γ. Ceci est en accord avec la valeur moyenne $\gamma_{rms} = 30°$ que nous avons mentionnée auparavant : il s'agit de noyaux mous dont la déformation γ est instable.

Le traitement des forces de pairing avec un gap Δ constant est certainement criticable compte tenu de la dépendance de ce paramètre à la déformation du noyau. Un meilleur choix serait celui d'une intensité G constante. Même si les minima trouvés pour N = 36 et 46 s'avéraient alors moins prononcés, il nous semble que les tendances à déformation ou sphéricité, déduites ci-dessus des présents calculs, restent valables et en accord avec les données expérimentales actuelles.

4) - CONCLUSIONS SUR LA STRUCTURE DES NOYAUX ÉTUDIÉS :

Il semble bien qu'il apparaisse dans cette zône de noyaux, à la fois par les aspects expérimentaux et théoriques, ce qui a déjà été observé dans d'autres zônes (couche 2s - 1d $-50 \leqslant Z \leqslant 82$ et $82 \leqslant N \leqslant 126$), c'est-à-dire une forme oblate en fin de remplissage de couche et une

forme prolate en début de remplissage. La couche 2p1/2 (N = 38 à 40) pourrait jouer le rôle de frontière entre ces deux tendances. Si l'existence d'une fermeture pour N = 40 est clairement apparue pour certaines propriétés expérimentales, notamment celles du niveau 0^+_2 (figures 26, 27 et 28), nous avons vu toutefois que la fermeture se produit plutôt à N = 38 pour les propriétés des autres premiers niveaux excités (fig. 18, 20).

Les calculs Hartree-Fock montrent cependant, au moins pour les formes statiques obtenues, que nous avons affaire à des déformations peu stables pour N = 38 à 42, puisque les minimum sont peu marqués. S'il existe des cœxistences de forme pour ces noyaux, elles doivent apparaître à des énergies d'excitation peu élevées : c'est donc là qu'il faut s'attendre à trouver des isomères de forme proches de l'état fondamental. Il nous semble que deux aspects physiques peuvent expliquer qualitativement cette situation :

– la présente de la sous-couche 1 g 9/2 très voisine de 2p 1/2 à la fois en "nombre" de nucléons et en énergie à cause de l'interaction spin-orbite a été reconnue comme responsable de l'existence d'isomères nucléaires (de masse impaire) très nombreux dans cette région : si cette explication relève d'un aspect plus fondamental de la matière, on pourrait donc s'attendre à y trouver des formes isomères pour les noyaux pairs ;

– les protons et neutrons externes dans ces noyaux occupent les mêmes couches ; la formation d'amas sinon de quartets est donc favorisée. Plusieurs auteurs (GILLET notamment) tentent d'expliquer la nature physique des phases nucléaires (déformation) à partir de l'interaction entre quartets (ou amas) responsable d'un champ moyen nucléaire. Si cette hypothèse était juste, cela signifierait que plusieurs types d'arrangements ou de répartitions de ces quartets sont possibles, avec des énergies équivalentes, pour la zône étudiée. La présence très proche de la couche 1 g 9/2 évoquée précédemment n'est peut-être pas étrangère à ce phénomène. Notre étude nous a aussi permis de proposer une inversion dans les populations des couches 2p 3/2 et 1f 5/2, protons qui ne peut que favoriser cette formation d'amas.

Une des conséquences de cette instabilité de forme est l'absence de séquences rotationnelles pures pour les noyaux pairs-pairs (N = 38 - 42) qui doit être opposée à la possibilité de bandes découplées dans les impairs voisins. Les effets de l'appariement peuvent être notablement changés entre des noyaux pair et impair voisins et expliquer cet aspect. Une meilleure connaissance expérimentale des noyaux impairs de cette région est toutefois encore nécessaire pour tester ceci.

Un autre aspect est à noter, c'est celui de la cœxistence possible de trois phases nucléaires pour $N \sim 40$. $N = 40$ serait en effet un nombre magique sans la présence de la couche $1g^{9/2}$ supérieure : nous avons fourni précédemment des données expérimentales (grande amplitude de β_{rms}, propriétés des niveaux 2^+_1, 2^+_2 et 4^+_1 –voir figures 19 et 21) et théoriques (voir nos calculs Hartree-Fock) significatives des vibrations d'un vibrateur mou pour $N \sim 40$.

Un mode sphérique pourrait donc cœxister avec les phases déformées précédentes : nous définissons ainsi une classe de noyaux critiques ou "supermous" où un nombre maximum de phases cœxistent. Notre hypothèse du paragraphe C concernant cette possibilité basée sur nos données expérimentales en particulier, semble donc fondée.

Qualitativement au moins, il semble bien se produire pour ce type de noyau des évolutions brusques de certains observables comme il s'en produit dans tous les domaines de la physique à l'approche d'un point critique (opalescence, point de Curie, superfluidité ...). Les (ou le) paramètres d'ordre pour la physique du noyau sont encore mal connus mais puisque ce phénomène touche à la dépendance entre aspects "collectifs" et "individuels" dans la matière, il semble d'ores et déjà certain que les forces d'appariement responsables de la formation d'amas (ou de quartets) sont alors profondément perturbées et donc mal prises en compte par les calculs actuels pour ce type de noyau : l'impossibilité de rendre compte du fort abaissement du niveau 0^+_2 en est peut-être un indice. Les inversions de population de sous-couches telles que celle que nous déduisons de nos résultats pour la couche 2p - 1f sont également liées aux effets d'appariement ; ces phénomènes sont, à notre sens, très similaires du point de vue qualitatif, à l'existence de couches et sous-couches distinctes dans les états de particules "indépendantes". Un traitement et une connaissance correctes des effets critiques et des forces d'appariement doit certainement améliorer notre compréhension de ce concept de "couche".

Nos données expérimentales ont clairement montré une structure particulière pour le niveau 0^+_2 : une structure de particules l'emporte sur le mode collectif des niveaux excités voisins. Cet aspect apparaît avec sa plus grande netteté dans le cas de ^{72}Ge où le premier niveau excité 0^+ est certainement plus "pur" de par sa position plus isolée dans le spectre d'énergie. Ceci n'est plus vrai pour les isotopes voisins, ce qui implique qu'on ne peut pousser trop loin l'analogie entre ces niveaux 0^+_2 pour les différents isotopes envisagés. Une preuve en apparaît dans le fait que nous trouvions un facteur spectroscopique pour le <u>deuxième</u> niveau excité 0^+ (0^+_3) déjà plus important pour ^{70}Ge que pour ^{72}Ge.

''''''''''''

« La dernière chose qu'on trouve en faisant un ouvrage est de savoir celle qu'il faut mettre la première ».

(Pascal, Pensées).

CONCLUSION

L'utilisation du spectromètre magnétique à haute résolution "Split-Pole" de l'I.P.N. d'Orsay nous a permis l'étude de la réaction (^{3}He, d) sur $^{69-71}$Ga, ^{75}As, $^{79-81}$Br : les expériences que nous venons de présenter ont été parmi les premières ayant pu être réalisées autour de ce spectromètre depuis son installation.

Une résolution en énergie de 18 - 20 keV nous a permis d'identifier et d'étudier soixante à soixante-dix niveaux d'énergie dans chacun des noyaux résiduels ^{70}Ge , ^{72}Ge et ^{76}Se ; parmi ces niveaux, vingt à quarante sont mis en évidence pour la première fois, dont certains sont parmi les premiers états excités du noyau et plus particulièrement dans le cas de ^{72}Ge.

Un travail additionnel effectué à Bruyères-le-Châtel confirme les observations précédentes pour les niveaux 0^+_2 de ^{70}Ge et ^{72}Ge par l'intermédiaire des réactions $^{69-71}$Ga (d, n) $^{70-72}$Ge.

Une étude complémentaire des réactions $^{79-81}$Br (^{3}He, d) nous permet d'observer les premiers niveaux 0^+, 2^+ et 4^+ de ^{80}Kr et ^{82}Kr et d'étendre ainsi notre systématique pour ces niveaux entre N = 38 et 46 pour l'ensemble de notre travail.

Les distributions angulaires mesurées sont en très bon accord avec les calculs DWBA : des valeurs de parité et limites de spin peuvent ainsi être proposées dont un grand nombre constituent des résultats nouveaux. Pour l'ensemble des niveaux observés, nous avons également déterminé les facteurs spectroscopiques.

Nous avons fait ressortir de fortes analogies entre certains niveaux de ^{70}Ge, ^{72}Ge, ^{76}Se (et quelques niveaux de ^{80,82}Kr). Il s'agit d'abord du premier niveau excité 0^+ (niveau 0^+_2) dans l'ensemble des isotopes étudiés ; la position de ce niveau, mal connue antérieurement dans ^{80}Kr, est confirmée à 1.487 MeV.

Par ailleurs, des correspondances apparaissent entre les niveaux suivants :

– un niveau 0^+_3 vers 2 MeV proche des états 4^+_1 et 2^+_2 dans ^{70}Ge, ^{72}Ge et ^{82}Kr ;

– un niveau 0^+_4 probable vers 2.9 MeV dans ^{70}Ge et ^{72}Ge ;

– un niveau 0^+ vers 3.6 MeV dans les trois isotopes ^{70}Ge, ^{72}Ge et ^{76}Se ;

– un niveau 3^+ (fortement peuplé) vers 3 MeV ;

– un niveau 4^+ très fortement peuplé vers 3 MeV ;

– les premiers niveaux de parité négative (3^-_1 et 3^-_2 probables) se correspondent à 2,5 et 3,5 MeV respectivement dans les 3 isotopes étudiés ^{70}Ge, ^{72}Ge et ^{76}Se.

Nous remarquons également que les intensités totales $1g\,9/2$, $3s\,1/2$ et $2d\,5/2$ sont loin d'être observées dans le domaine d'excitation étudié.

Particulièrement intéressante est la forte intensité observée pour le premier niveau excité 0^+_2 déjà connu.

Nous en fournissons une interprétation quantitative sur la base d'un mélange de configuration entre les couches $2p\,3/2$ et $f\,5/2$; son accord remarquable avec l'expérience sur ^{72}Ge ainsi que la discussion des systématiques issues de nos expériences ou de données antérieures à notre étude nous ont permis de dresser les conclusions suivantes :

– le niveau excité 0^+_2, dont la structure a été très discutée auparavant, ne possède pas une structure collective prépondérante à l'inverse des niveaux excités voisins ;

– le noyau ^{72}Ge présente une tendance sphérique liée à la rigidité de la région $N = 40$;

– un effet d'inversion de population montre pour la couche 1f 5/2 une nette tendance au remplissage dans les noyaux voisins, ce qui, compte tenu des calculs de Nilsson, laisse prévoir des déformations instables.

Certains résultats expérimentaux joints à des calculs Hartree-Fock effectués pour l'ensemble des Ge pairs-pairs montrent que les noyaux de cette région se présentent comme des noyaux mous, c'est-à-dire qu'une cœxistence de forme apparaît pour de basses excitations. De plus, une tendance à un état fondamental oblate est apparue pour $N \sim 36$ et la tendance inverse (prolate) pour $N \sim 44$. En superposition à ces deux tendances, la région $N \sim 38$-40 évolue vers

la sphéricité : un certain nombre de critères expérimentaux ou semi-empiriques nous permettent de postuler l'existence d'une classe de noyaux critiques ou supermous dans cette région.

Etant donné la présence d'une cœxistence de phases que cette hypothèse implique, nous pensons que la mise en évidence et l'étude des propriétés de tels noyaux doit permettre à l'avenir une meilleure connaissance des relations entre les aspects "individuels" et "collectifs" dans la matière.

''''''''''''

«Je suis belle, ô mortels ! comme un rêve de pierre,
Et mon sein où chacun s'est meurtri tour à tour,
Est fait pour inspirer au poëte un amour
Éternel et muet ainsi que la matière».

(C. Baudelaire, La Beauté, Les Fleurs du Mal).

BIBLIOGRAPHIE

AD 75 A. ADAM, J. CABE.
Nucl. Instr. Meth. 121 (1974) 339.

AL 58 D.E. ALBURGER.
Phys. Rev. 109, (1958) 1222.

AL 72 K.R. ALVAR, S. RAMAN.
Nucl. Data Sheets B8-1 (1972) 1.

AL 74 S. RAMAN (communication privée) (1973)
et K.R. ALVAR Nucl. Date Sheets 11 (1974) 121.

AR 74 D. ARDOUIN, M. VERGNES, G. ROTBARD, J. KALIFA.
Bull. American Phys. Soc. 19 (1974) 644.

AR 75 D. ARDOUIN, R. TAMISIER, G. BERRIER, J. KALIFA, G. ROTBARD
and M. VERGNES.
Physical Review C 11 - n° 4 (May 1975)

BA 59 B.F. BAYMAN, A.S. REINER and R.K. SHELINE.
Phys. Rev. 115 (1959) 1627.

BA 60 M. BARANGER
Physical Review 120 (1960) 957.

BA 66 R.H. BASSEL.
Phys. Rev. 149, (1966) 791.

BA 74 R. FOURNIER (communication privée) 1973
& G.C. BALL ; R. FOURNIER, J. KROON, T.H. HSU, B. HIRD.
Nucl. Phys. A 231 (1974) 334.

BE 74 R.R. BETTS, S. MORDECHAI, D.J. PULLEN, B. ROSNER
and W. SCHOLZ.
Nucl. Phys. A 230 (1974) 235.

BE 75 R. BERGERE (SACLAY).
Communication privée (février 1975).

BO 53 A. BOHR, B. MOTTELSON.
Mat. Fys. Medd. 27, n° 16 (1953).

BO 63 P. BORN, C. BOBELDIJK, W.A. OOS, J. BLOK.
Physica 29, (1963) 277.

BR 56 E. BRUN, J.J. KRAUSHAAR and W.E. MEYRHOF.
Phys. Rev. 102 - (1965) 808.

BR 67 G. BROWN ; J.G. HAIGH, F.R. HUDSON ; A.E. MAC GREGOR.
Nucl. Phys. A 101 (1967) 163.

BU 57 M.E. BUNKER, J.P. MIZE, J.W. STERNAL.
Phys. Rev. 105 (1957) 227.

BY 65 W. BYGRAVE, D. ECCLESHALL, M.L. YATES.
Nucl. Phys. 53 (1965) 385.

CA 68 D.C. CAMP.
Nucl. Phys. A 121 (1968) 561.

CA 74 M. CAILLIAU, R. FOUCHER, J.P. HUSSON & J. LETESSIER.
Journal de physique 35 (1974) 469.
Journal de physique 35 (1974) L 233
M. CAILLIAU Thèse - ORSAY 1974.

CH 70 K.C. CHUNG, A. MITTLER, J.D. BRANDENBERGER,
M.T. Mc ELLISTREM.
Phys. Rev. C2 (1970) 139.

CL 71 D. CLINE.
Colloque sur les noyaux de transition
Orsay - Juin 1971.

CO 70 R.G. COUCH, J.A. BIGGERSTAFF, F.G. PEREY, S. RAMAN.
Phys. Rev. C2 (1970) 149.

CU 70 T.H. CURTIS, H.F. LUTZ, W. BARTOLINI.
Phys. Rev. C1 (1970) 1418.

DA 58 A.S. DAVYDOV et al.
Nucl. Phys. 8 (1958) 237
Nucl. Phys. 20 (1960) 499
Nucl. Phys. 24 (1961) 682.

DA 62 W. DARCEY, D.J. PULLEN, N.W. TANNER.
Proceedings Intern. Symp. on Direct Reactions
PADOUE, (1962) Ed. GORDON and BREACH - p. 795.

DE 68 A.P. DE RUITER, H. VERHEUL, J. KONIJN.
Nucl. Phys. A 116 (1968) 473.

DE 74 M.A. DELEPLANQUE, C. GERSCHEL, N. PERRIN, B. ADER.
Journal de physique - lettres 35 (1974) L 237.

DI 63 J.K. DICKENS, F.G. PEREY, R.J. SILVA.
O.R.N.L. – 3499, Vol 1 (1963) 20.

DI 72 F. DICKMANN, V. METAG, R. REPNOW.
Physics letters, 38 B, n° 4 (1972) 207.

DZ 70 B.S. DZHELEPOV, A.G. DMITRIEV, N.N. ZHUKOVSKII.
Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Serv. 34 (1971) 1838.

EN 64 H.A. ENGE.
Nucl. Instr. and Meth. 28, 119 (1964).

ET 66 R.C. ETHERTON, W.H. KELLY.
Nucl. Phys. 84 (1966) 129.

FA 65 A. FAESSLER, W. GREINER, R.K. SHELINE.
Nucl. Phys. 70 (1965) 33.

FI 67 A.A. FIFE ; G.C. NEILSON, W.K. DAWSON.
Nucl. Phys. 91 (1967) 164.

FO 67 J.L.C. FORD, K.L. WARSH, R.L. ROBINSON, C.D. MOAK.
Nucl. Physics 103 A (1967) 525.

FO 73 R. FOURNIER, J. KROON, T.H. HSU, B. HIRD, G.C. BALL.
Nucl. Phys. A 202 (1973) 1.

FU 72 G. FUNEL.
C.R. Acad. Sci. Paris t. 274 B (1972) 662.

FR 61 J.B. FRENCH and M.A. Mac FARLANE.
Nucl. Phys. 26 (1961) 168.

GL 63 N.K. GLENDENNING.
Ann. Rev. Nucl. Sc. 13 (1963) 191.

GL 65 N.K. GLENDENNING.
Phys. Rev. 137 (1965) B 102.

GN 71 G. GNEUSS, LV BERNUS, U. SCHNEIDER, W. GREINER.
Colloque sur les noyaux de transition.
ORSAY (juin 1971).

GR 70 G. GRAEFFE, S. VAIZALA, J. HEINONEN.
Nucl. Phys. A 140 (1970) 161.

GU 68 S.L. GUPTA, M.M. BAJAJ.
Australian J. Phys. 21 (1968) 649.

HA 70 a) F. HATTULA, S. ANDRE, F. SCHUSSLER, A. MOUSSA.
Nucl. Phys. A. 158 (1970) 625.

HA 70 b) M. HAGEN, V. JANETZKI, K.H. MAIER.
Nucl. Phys. A. 157 (1970) 177.

HA 72 HAIGHT.
Phys. Rev. C5 (1972) 1984.

HE 57 N.P. HEYDENBURG, G.F. PIEPER, C.E. ANDERSON.
Phys. Rev. 108 (1957) 106.

HE 64 E.M. HENLEY, D.U.L. YU.
Phys. Rev. 133 (1964) B 1445.

HE 70 E. HENTSCHEL ; G. HEINRICH.
Nucl. Phys. A 144 (1970) 92.

HI 69 P.F. HINRICHSEN, D.M. VAN PATTER, M.H. SHAPIRO.
Nucl. Phys. A 123 (1969) 250.

HO 70 F. HORSCH.
International conference on the properties of Nuclei
far from the region of beta stability
LEYSIN (1970).

HU 52 C.M. HUDDELSTON, A.C. MITCHELL.
Phys. Rev. 88 (1970) 497.

II 71 K. IIZAWA.
Journ. Physic. Society Japan 30, (1971) 908.

KA 74 J. KALIFA, M. VERGNES, D. ARDOUIN, R. TAMISIER, G. ROTBARD,
G. BERRIER.
Proceedings of the international conf. Nucl. structure and spectroscopy,
Amsterdam, septembre 1974, edited by H.P. BLOK and A.E. DIEPERINK
p. 168.

KR 56 J.J. KRAUSHAAR, E. BRUN, W.E. MEYERHOF.
Phys. Rev. 101 (1956) 139.

KR 67 M. KREGAR, M.V. MIHALOVIC.
Nucl. Phys. A 93 (1967) 49
Nucl. Phys. A 93 (1967) 402.

KU 63 I. KUMABE, H. OGATA, T. KOMATUZAKI, N. INOUE, S. TOMITA,
Y. YAMADA, T. YAMAKI, S. MATSUMOTO.
Nucl. Phys. 46 (1963) 454.

KU 67 K. KUMAR.
Nucl. Phys. 92 (1967) 653 et 688.
Phys. Rev. Lett. 26 (1967) 5.

KU 68 K. KUMAR, M. BARANGER.
Nucl. Phys. A 110, 688 – A 110, 490 – A 122, 273 et A 122, 243 (1968).

KU 71 K. KUMAR.
Colloque sur les noyaux de transition, ORSAY (1971).

KU 74 K. KUMAR.
Communication privée – ORSAY (1974).

LA 71 I.M. LADENBAUER - BELLIS, H. BAKHRU, R. BAKHRU.
Canadian J. Phys. 49 (1971) 54.

LI 65 E.K. LIN.
Nucl. Phys. 73 (1965) 613
Nucl. Phys. 139 (1965) 340.

LI 69 D. LISTER, A.B. SMITH.
Phys. Rev. 183 (1969) 954.

LI 70 R.M. LIEDER, J.E. DRAPER.
Phys. Rev. C2 (1970) 531.

LU 69 E. LUIKKONEN, J. HATTULA, A. ANTILLA.
Nucl. Phys. A 138 (1969) 163.

MA 56 C. MARTY.
Nucl. Phys. 1 (1956) 85
Nucl. Phys. 3 (1957) 193.

MA 71 D.G. MAC CAULEY, J.E. DRAPER.
Phys. Rev. C4 (1971) 475.

MA 72 C. MARSOL, G. ARDISSON, O. RAHMOUNI, P. AGUER.
Nucl. Phys. 179 (1972) 545.

MC 71 D.K. Mc MILLAN, B.D. PATE.
Nucl. Phys. 174, (1971) 604.

ME 70 G.F. MEREDITH, R.A. MEYER.
Nucl. Phys. A 142 (1970) 513.

ME 72 R.A. MEYER, J.T. LARSEN.
Proc. International Conf. Nucl. Physics, MUNICH (1973).

MO 69 W.G. MONAHAN, R.G. ARNS.
Phys. Rev. 184 (1969) 1135.

MO 71 N.A. MORCOS, T.E. WARD, P.K. KURODA.
Nucl. Phys. 171, 647 (1971).

MU 67 J. MURRAY, T.A. Mc MATH, J.A. CAMERON.
Canadian Journ. Physics 45 (1967) 1821.

NA 73 NAGAHARA.
Journ. Phys. Soc. Japan 34 (1973) 579.

NO 71 E. NOLTE, Thèse - MUNICH (1971)
et colloque sur les noyaux de transition.
ORSAY (1971).

PA 71 V. PAAR.
Nucl. Physics A 211 (1973) 29
et communication privée – ORSAY – Déc. 1974.

PE 63 C.M. PEREY and F.G. PEREY.
Phys. Rev. 132 (1963) 755.

PE 70 C.M. PEREY, R.J. SILVA, J.K. DICKENS, F.G. PEREY.
Phys. Rev. C2 (1970) 468.

PE 72 C.M. PEREY and F.G. PEREY.
Nucl. Data Tables 10, n° 6, (1972) 539.

PR 74 C. PROTOP, B. HEITS, H.G. FRIEDERICHS,
K.O. ZELL and P. Von BRENTANO.
Z. Physik. 271 (1974) 65.

RA 71 I. RAGNARSSON, S.G. NILSSON.
Colloque sur les Noyaux de Transition – ORSAY (1971) p. 112.

RE 71 A.C. RESTER, A.V. RAMAYYA, J.H. HAMILTON,
D. KRMPOTIC, P. VENUGOPALA RAO.
Nucl. Phys. 162 (1971) 461 et 162 (1971) 481.

RO 65 R.L. ROBINSON, P.H. STELSON, F.K. Mc GOWAN,
J.L.C. FORD, W.T. MILNER.
Nucl. Phys. 74 (1965) 281.

RO 64 M.L. ROUSH, N.A. WILSON, W.F. HORNYAK.
Nucl. Instr. Meth. 31 (1964) 112.

SA 64 G.R. SATCHLER.
Nucl. Phys. 55 (1964) 1.

SH 75 D. SHOW, B.H. WILDENTHAL.
(Communication privée) 1975).

SI 69 J.J. SIMPSON, D. WARD, J.T. EWAN.
Interna. Conf. Nucl. Struct. MONTREAL (1969).
Contribution 4.55.

SK 56 T.H.R. SKYRME.
Phil. Mag. 1 (1956) 1043.

SK 59 T.H.R. SKYRME.
Nucl. Physics 9 (1959) 615.

SP 67 J. SPENCER, H.A. ENGE.
Nucl. Instr. and Meth. 49, 181 (1967).

ST 62 P.H. STELSON, F.K. Mc GOWAN.
Nucl. Physics 32 (1962) 652.

ST 65 V.M. STRUTINSKY.
Nucl. Physics A 95 (1965) 420.

ST 70 K.W.C. STEWART and B. CASTEL.
Lett. Nuovo Cimento IV, n° 13 (1970) 589.

ST 72 F.S. STEPHENS, R.S. SIMON.
Nucl. Physics - A 183 (1972) 257.
F.S. STEPHENS, R.M. DIAMOND
Phys. Rev. Letters, 29, N° 7 (1972) 438.

TE 56 G.M. TEMMER, N.P. HEYDENBURG.
Phys. Rev. 104 (1956) 967.

TO 61 W. TOBOCMAN.
Theory of Direct Nucleae Reactions
Oxford University Press - New York (1961).

VA 61 D.M. VAN PATTER, R. RIKMENSPOEL, P.N. TREHAN.
Nucl. Phys. 27 (1961) 467.

VA 67 D.M. VAN PATTER, P.F. HINRICHSEN.
Bull. Am. Phys. Soc. 12 (1967) 510 and contributions to the Int. Conf. on nucl. struct. Tokyo (1967) p. 204.

VA 72 D. VAUTHERIN ; D.M. BRINK
Phys. Review C 5 (1972) 626.

VE 74 M. VERGNES, G. ROTBARD, J. KALIFA, G. BERRIER.
Phys. Rev. C 10 (1974) 1 156.

VI 63 V.D. VITMAN.
Nucl. Physics. 46 (1963) 368.

VI 65 V. VITMAN, B.S. DZHELEPOV.
J.E.T.P. Letters 2,61 (1965).

VI 67 V.D. VITMAN, J. VRZAL.
Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 31, (1968) 1662.

VR 74 H.F. DE VRIES (Utrecht).
Communication privée – AMSTERDAM – Sept. 1974.

WA K. WAY.
Nucl. Data Sheets Pt. 3

WA 69 T.A. WALKIEWIEZ, E. BLEULER.
Nucl. Phys. A 136 (1969) 177.

WI 72 J.F. WILD, R.A. MEYER.
Bull. American. Phys. Society 17 (1972) 561
et communication privée à J. HADERMAN et A.C. RESTER
(cf. Nucl. Phys. 231 (1974) 120).

WY 73 W.G. WICKOFF, J.E. DRAPER.
Phys. Rev. C8 (1973) 796.

Imprimé par la Faculté des Sciences de Nantes